# FRAGMENTGESCHWINDIGKEITEN, ENERGIEN UND MASSEN FÜR DIE DURCH THERMISCHE NEUTRONEN INDUZIERTE SPALTUNG VON $^{233}$URAN, $^{235}$URAN, $^{239}$PLUTONIUM

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhardt-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
PETER GELTENBORT
aus Nagold

~~1985~~
1984

# FRAGMENTGESCHWINDIGKEITEN, ENERGIEN UND MASSEN FÜR DIE DURCH THERMISCHE NEUTRONEN INDUZIERTE SPALTUNG VON $^{233}$URAN, $^{235}$URAN, $^{239}$PLUTONIUM

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhardt-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
PETER GELTENBORT
aus Nagold

1985

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Juli 1984

| | |
|---|---|
| Dekan: | Prof. Dr. K.H. Herrmann |
| 1. Berichterstatter: | Prof. Dr. F. Gönnenwein |
| 2. Berichterstatter: | Prof. Dr. G. Staudt |

# A b s t r a c t

GELTENBORT, PETER:

Fragmentgeschwindigkeiten, Energien und Massen
für die durch thermische Neutronen induzierte
Spaltung von $^{233}$Uran, $^{235}$Uran und $^{239}$Plutonium

Durch Geschwindigkeitsmessung der Spaltfragmente aus den durch thermische Neutronen induzierten Reaktionen $^{233}U(n_{th},f)$, $^{235}U(n_{th},f)$ und $^{239}Pu(n_{th},f)$ werden die mittleren kinetischen Energien und mittleren Massen der leichten und schweren Fragmentgruppe vor Neutronenemission bestimmt. Für die primären totalen kinetischen Energien findet man:

169,98 $\pm$ 0,40 MeV für $^{233}$U,
170,36 $\pm$ 0,40 MeV für $^{235}$U und
177,88 $\pm$ 0,40 MeV für $^{239}$Pu.

Aus Symmetrieüberlegungen lässt sich diese lv-Messung zu einer Doppelflugzeitmessung an korrelierten Spaltfragmenten erweitern. Damit wird die Bestimmung von primären Massen- und Energieverteilungen möglich. Die Verteilungen lassen sich direkt mit Modellrechnungen vergleichen.

Eine Kombination von Geschwindigkeitsmessung und einer auf neuen Energieeichdaten beruhenden Messung der kinetischen Energie mit Oberflächensperrschichtzählern gestattet die Bestimmung von sekundären (nach Neutronenabdampfung) Massen- und Energieverteilungen.

INHALTSVERZEICHNIS


I Einleitung..... 1

II Experiment

II.1 Messprinzip..... 4

II.2 Mechanischer Aufbau..... 8

II.3 Spalttargets..... 11

II.4 $^{252}$Cf-Eichquelle..... 11

II.5 Detektoren..... 12

II.6 Elektronik und Datenaufnahme..... 13

II.7 Energieverlustmessungen..... 14

II.8 Durchführung der Messungen..... 15

III Auswertung

III.1 Mittlere Flugzeiten und Geschwindigkeiten.. 17

III.2 Mittlere primäre Massen und kinetische Energien..... 26

III.3 Primäre Massen- und Energieverteilungen.... 29

III.4 Mittlere sekundäre kinetische Energien..... 37

III.5 Sekundäre Massen- und Energieverteilungen.. 45

III.6 Fehlerbetrachtung..... 51

IV Diskussion

IV.1 Vergleich ausgewählter mittlerer Fragmenteigenschaften mit anderen Autoren..... 54

IV.2 Exemplarischer Vergleich der primären Massenverteilungen mit einem Szissionspunktmodell an ausgesuchten Massenpeaks.... 60

V Zusammenfassung..... 67

Literaturverzeichnis..... 69

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41536517_0004

## I Einleitung

Seit einigen Jahren ist bekannt, dass mittlere kinetische Energien der Spaltfragmente mit erheblichen Fehlern behaftet sind. Praktisch alle in der Literatur angegebenen Werte für die totale kinetische Energie berufen sich auf eine Energieeichung der fast ausschliesslich für derartige Untersuchungen verwendeten Oberflächensperrschichtzähler, die von H.W. Schmitt et al. /1,2/ vor nunmehr fast zwanzig Jahren angegeben worden ist. In der Zwischenzeit sind die Detektoren technologisch wesentlich verbessert worden, so dass es schon von daher angebracht erscheint, die Eichung mit heute zugänglichen verbesserten Methoden zu überprüfen. Hinzu kommt, dass ebenfalls seit etwa zwanzig Jahren bekannt ist, dass kinetische Fragmentenergien, wie sie an einigen wenigen Nukliden aus Geschwindigkeitsmessungen erhalten worden sind, nicht mit den Werten aus der Schmitt'schen Energieeichung übereinstimmen. Das war vor einigen Jahren schon der Anlass, dieses Problem aufzugreifen und von der Schmitt'schen Eichung unabhängige Daten für die mittleren Fragmentenergien zu gewinnen. H. Henschel et al. /3/ haben Geschwindigkeitsmessungen am $^{252}Cf(sf)$ durchgeführt, B. Hering /4/ an der durch thermische Neutronen induzierten Spaltung von $^{235}U$. Die Resultate dieser beiden Arbeiten zeigen, dass Energiewerte, die mit Hilfe der Schmitt'schen Energieeichung gewonnen wurden, die Fragmentenergien um bis zu 2 % überschätzen. Ein wesentlicher Vorteil der entwickelten Messmethode ist die Tatsache, dass ohne Kenntnis von Fragmentmassen direkt

aus den einer Absoluteichung zugänglichen Geschwindigkeiten die mittleren Energien und Massen der leichten und schweren Fragmentgruppe erhalten werden können. Die Methode hat zudem den Vorteil, dass mögliche Fehlerquellen überschaubar sind.

Abgesehen von dem metrologischen Aspekt einer präzisen Kenntnis der kinetischen Fragmentenergie, die den Grossteil der bei der Kernspaltung frei werdenden Energien darstellt, besteht ein wesentliches physikalisches Interesse an diesen Daten. Wenn auch bis heute keine allgemein akzeptierte Theorie der Spaltung existiert, so sind doch mehrere Spaltungsmodelle aufgestellt worden. Eine der wichtigsten Testdaten für derartige Modelle stellen die kinetischen Fragmentenergien dar. In diesem Zusammenhang von besonderem Interesse sind Untersuchungen für einen Grenzfall der Kernspaltung, bei dem die kinetische Energie der Fragmente praktisch vollständig den zur Verfügung stehenden Q-Wert ausschöpft. Dieser Spaltungstyp wird als "Kalte Fragmentation" bezeichnet. Um zu entscheiden, wie nahe die kinetische Fragmentenergie an den Q-Wert herankommt, ob also wirklich der Fall eintritt, dass beim Spaltungsprozess beide Fragmente in einem nicht angeregten Zustand entstehen bzw. für welche Massenkombinationen dieser Fall eintritt und für welche nicht, ist es unumgänglich, Fragmentenergien auf wenige hundert keV genau zu kennen. Das Problem einer präzisen Bestimmung der kinetischen Fragmentenergie wurde von zwei verschiedenen Seiten angegangen. Zum einen hat E. Weissenberger /5/ in seiner Promotionsarbeit die Energieeichung für Halbleiterzähler nochmals aufgegriffen. In der vorliegenden Arbeit wurde andererseits ohne Bezug auf eine Energieeichung allein aus Geschwindigkeitsmessungen an meh-

reren mit thermischen Neutronen spaltbaren Aktiniden die im Mittel frei werdende kinetische Energie bestimmt. Die angewandte Methode lehnt sich eng an die Arbeiten von H. Henschel et al. und B. Hering an und stellt eine Fortsetzung deren Untersuchungen dar. Neben der zuverlässigen Bestimmung von mittleren Fragmenteigenschaften gestattet eine Erweiterung der Auswertemethode Ereignis für Ereignis eine Bestimmung der primären Fragmentmasse und Energie. Damit können neben der Geschwindigkeitsverteilung auch Verteilungen für die primäre Masse und Energie bzw. massenabhängige Energieverteilungen angegeben werden. Diese Verteilungen lassen sich direkt mit Modellrechnungen vergleichen. Schliesslich werden die von E. Weissenberger bereitgestellten neuen Energieeichdaten für Oberflächensperrschichtzähler verwendet, um aus einer Kombination von Energie- und Geschwindigkeitsmessung die sekundären Massen (nach Neutronenabdampfung) zu erhalten.

## II Experiment

### II.1 Messprinzip

Am Szissionspunkt teilt sich der spaltende Compoundkern der Masse $A_c$ in zwei Bruchstücke mit den Massen $A_1^*$ bzw. $A_2^*$. Diese korrelierten Spaltfragmente fliegen infolge ihrer gleichnamigen Ladungen in entgegengesetzter Richtung mit den Geschwindigkeiten $v_1^*$ bzw. $v_2^*$ auseinander. Die Beschleunigungsphase ist nach ungefähr $10^{-20}$ s abgeschlossen. Die Spaltfragmente haben dann etwa 90 % ihrer Endgeschwindigkeit erreicht. Mit einem Stern ($^*$) werden im folgenden immer primäre Grössen vor Neutronenabdampfung bezeichnet.

Mittels Impulserhaltungssatz

$$A_1^* \, v_1^* = A_2^* \, v_2^* \qquad (1)$$

und Massenerhaltung

$$A_1^* + A_2^* = A_c \qquad (2)$$

erhält man Beziehungen zwischen den primären Fragmentmassen und Geschwindigkeiten.

$$A_{1,2}^* = \frac{v_{2,1}^*}{v_1^* + v_2^*} A_c \qquad (3)$$

Damit lassen sich die primären kinetischen Energien $E_{1,2}^*$ zu

$$E_1^* = \frac{A_c}{2} \frac{(v_1^*)^2 \, v_2^*}{v_1^* + v_2^*} \qquad (4a)$$

bzw.

$$E_2^* = \frac{A_c}{2} \frac{(v_2^*)^2 \, v_1^*}{v_1^* + v_2^*} \qquad (4b)$$

sowie die totale kinetische Energie $TKE^*$ zu

$$TKE^* = E_1^* + E_2^* = \frac{A_c}{2} v_1^* \, v_2^* \qquad (5)$$

herleiten.

Weiter findet man für das primäre Massenverhältnis

$$R = \frac{A_2^*}{A_1^*} = \frac{E_1^*}{E_2^*} = \frac{v_1^*}{v_2^*} \qquad (6)$$

Die primären Geschwindigkeiten $v_{1,2}^*$ können aber nicht gemessen werden, da die Emission der prompten Neutronen innerhalb $10^{-14}$ s nach der Spaltung erfolgt. Nimmt man jedoch an, dass die Neutronen von den vollbeschleunigten Fragmenten isotrop abgedampft werden ($\overline{\cos\Theta} = 0$), so ändert sich die Fragmentgeschwindigkeit im Mittel nicht:

$$v_{1,2}^* = v_{1,2} \qquad (7)$$

Dieser Ansatz ist experimentell gut belegt (A. Gavron und Z. Fraenkel /6/). Dadurch wird die Berechnung primärer Fragmentgrössen wie $v_{1,2}^*$, $A_{1,2}^*$ und $E_{1,2}^*$ aus den gemessenen sekundären - nach Neutronenabdampfung - Fragmentgeschwindigkeiten $v_{1,2}$ möglich. Die Genauigkeit dieser so berechneten primären Grössen ist aber durch die Neutronenabdampfung selbst begrenzt. J. Terrell /7/ findet für das System $^{235}U(n_{th},f)$ als primäre

Massenauflösung eines 2v-Experiments $\Delta A^{*} = 1{,}35$ amu. Weiter besteht unter der Annahme isotroper Neutronenemission zwischen den kinetischen Energien vor und nach Neutronenemission der einfache Zusammenhang

$$E^{*}_{1,2} = \frac{A^{*}_{1,2}}{A_{1,2}} E_{1,2} \qquad (8)$$

Andererseits können die Fragmentmassen nach Neutronenabdampfung direkt aus den gemessenen kinetischen Energien und Geschwindigkeiten berechnet werden, sofern ein geeignetes Energieeichverfahren für die Detektoren zur Hand ist.

$$A_1 = \frac{2\,E_1}{(v_1)^2} \qquad (9)$$

Aus der Differenz der Fragmentmassen vor und nach Neutronenemission erhält man die Zahl der im Mittel abgedampften prompten Neutronen als Funktion der primären Fragmentmasse

$$\bar{\nu}(A^{*}_{1,2}) = \frac{A^{*}_{1,2} - A_{1,2}}{m_n} \qquad (10),$$

wenn mit $m_n$ die Masse des Neutrons bezeichnet wird.

Die Messung kinetischer Energien und Geschwindigkeiten von korrelierten Spaltfragmenten liefert somit vielfältige Informationen über die Kernspaltung.

Bis heute sind eine Vielzahl verschiedenster Doppel-Energie (2E)- und Doppel-Geschwindigkeits(2v)-experimente über die neutroneninduzierte Spaltung von $^{233}U$, $^{235}U$ und $^{239}Pu$ sowie

die Spontanspaltung des $^{252}Cf$ durchgeführt worden. Nur für die Spaltungen von $^{235}U$ und $^{252}Cf$ stehen auch Daten aus (2E,1v)- bzw.(2E,2v)-Messungen zur Verfügung. Es war das Ziel dieser Arbeit, ein (2E,1v)-Experiment ähnlich dem von B. Hering /4/ an der durch thermische Neutronen ausgelösten Spaltung von $^{235}U$ durchzuführen und diese Messmethode auf die durch thermische Neutronen induzierte Spaltung von $^{233}U$ und $^{239}Pu$ auszudehnen. Die Mess- und Auswertemethode vermeidet die systematischen Fehler früherer Messungen.

Dazu werden mit zwei sich gegenüberstehenden Detektoren die Pulshöhen und die Zeitdifferenz zwischen dem Auftreffen der zusammengehörigen Fragmente gemessen. Einer der Detektoren steht nahe beim Target und bleibt während den Messungen in seiner Position, der zweite Detektor hingegen ist beweglich und kann in einen nahen, von dem ortsfesten Detektor aber deutlich verschiedenen, und einen weiten Abstand gebracht werden. Die beiden gemessenen Pulshöhen dienen zunächst nur zur Identifizierung einer bestimmten Fragmentation des Compoundkerns. Für eine solche feste Fragmentation erhält man dann durch Vergleich der Zeitsignale im nahen und weiten Abstand die Flugzeit, die das im beweglichen Detektor nachgewiesene Spaltfragment benötigt, um die Differenzflugstrecke zwischen naher und weiter Position zurückzulegen. Aus der Flugzeit lässt sich die Geschwindigkeit ermitteln. Durch die Differenzbildung werden experimentelle Probleme wie die Bestimmung des Zeitnullpunkts und die Energie- und Massenabhängigkeit der Zeitsignale, der sogenannte "Time-Walk", umgangen.

Der äusserst unsymmetrische Detektoraufbau (für beide Detektoren nahe beim Target beträgt das Abstandsverhältnis noch etwa 2 : 1) vermeidet weiter den systematischen Fehler, dass im nahen und weiten Abstand verschiedene Gruppen von Fragmenten gemessen werden. Die Abdampfung von Neutronen bedingt nämlich eine Abweichung der Fragmente von ursprünglich kollinearen Flugbahnen. Immerhin beträgt die Winkelabweichung pro emittiertem Neutron im Mittel 0,6 Grad (J. Terrell /7/).

Aus den so gemessenen Geschwindigkeiten können die Mittelwerte von Fragmenteigenschaften vor Neutronenemission wie Geschwindigkeiten, Massen und kinetische Energien ermittelt werden.

Im nächsten Auswerteschritt wird für jede durch die beiden gemessenen Pulshöhen charakterisierte Fragmentation über eine Symmetrieüberlegung die nicht gemessene Geschwindigkeit des in Richtung des ortsfesten Detektors fliegenden Fragments bestimmt. Dies erlaubt die Bestimmung der primären Massen- und Energieverteilungen einschliesslich ihrer Varianzen.

Über verschiedene Energieeichverfahren werden schliesslich aus den gemessenen Pulshöhenverteilungen die mittleren kinetischen Energien nach Neutronenabdampfung bestimmt. Daraus lassen sich unter Zuhilfenahme gut bekannter mittlerer Neutronenzahlen und sekundärer Massen die entsprechenden primären Mittelwerte berechnen und mit denen aus den Geschwindigkeitsmessungen vergleichen.

Abschliessend werden sekundäre Massenverteilungen sowie sekundäre mittlere Energien in Abhängigkeit der Fragmentmassen berechnet.

## II.2 Mechanischer Aufbau

Die Messungen zu dieser Arbeit wurden am Hochflussreaktor des Instituts Max von Laue - Paul Langevin in Grenoble durchgeführt. An diesem Forschungsreaktor sind u.a. mehrere leicht gekrümmte Neutronenleiter (Querschnitt: 3 cm x 20 cm; Länge bis zu 140 m; Krümmungsradius etwa 100 m) installiert. Die Neutronen werden darin zwischen nickelbedampften Glasplatten unter kleinen Winkeln totalreflektiert und können somit ohne grössere Intensitätsverluste vom Reaktor weg zu den verschiedensten Messplätzen geleitet werden. Da nur thermische Neutronen, nicht aber schnelle Neutronen oder Gammastrahlung der Krümmung dieser Leiter folgen können, erhält man einen sehr untergrundfreien und intensiven Strahl thermischer Neutronen. Dieser wird durch Blenden aus angereichertem $^6Li$ bzw. $BC_4$ unmittelbar vor der Messkammer auf einen Durchmesser von rund 1,5 cm begrenzt. Der Fluss beträgt an der Targetposition etwa $2 \times 10^8$ $n_{th}/(cm^2 s)$. Abb. 1 zeigt schematisch den experimentellen Aufbau. Messkammer und Neutronenleiter sind vakuummässig durch Blindflansche aus Aluminium völlig voneinander getrennt. Die Flansche wurden auf 1 mm Wandstärke abgedreht, um die Streuung der Neutronen möglichst klein zu halten. In die Messkammer ragen zwei Targetrechen und senkrecht dazu zwei Edelstahlhohlwellen hinein, an deren Enden die beiden Detektoren montiert sind. Im Innern der Wellen sind Kabel zur Pulsabnahme sowie Kupferrohre zur Wasserkühlung und damit Temperaturstabilisierung der Detektoren verlegt. Die kugelbüchsengelagerten Wellen sind in ihrer gemeinsamen Längsachse unter Vakuum verschiebbar, so dass beliebige Abstände zwischen Target und den Detektoren realisierbar sind. Detektor 1 bleibt während den "heissen" Messungen in einem festen Abstand $s_1$ = 10 cm vom Target,

# MECHANICAL SET-UP

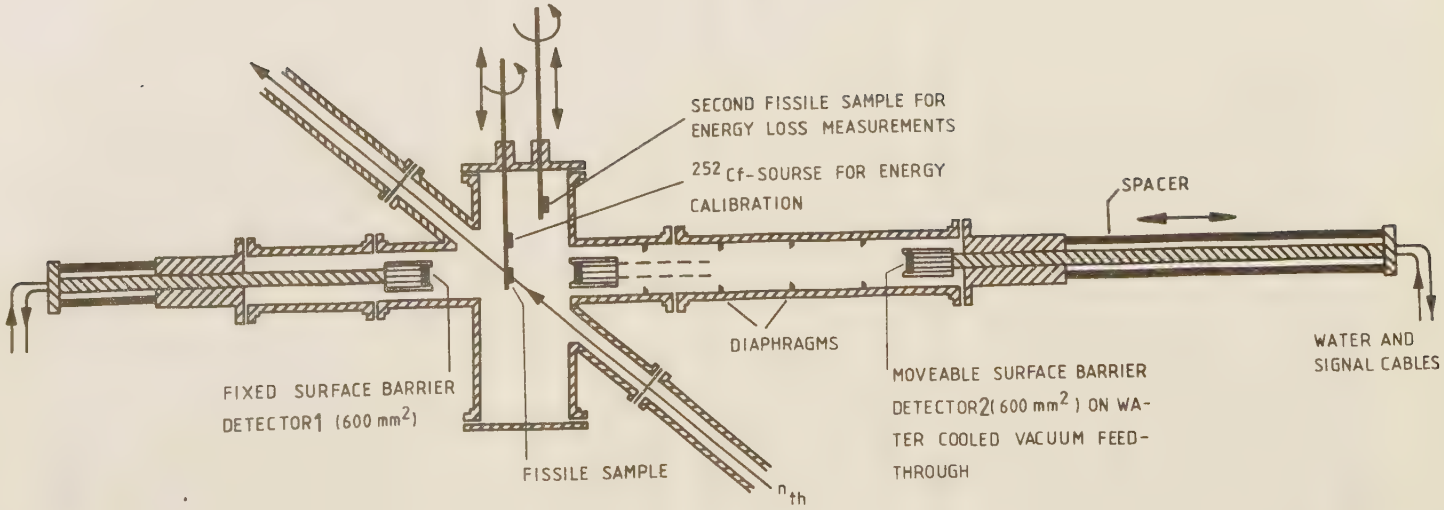

SECOND FISSILE SAMPLE FOR ENERGY LOSS MEASUREMENTS
252Cf-SOURSE FOR ENERGY CALIBRATION
SPACER
DIAPHRAGMS
WATER AND SIGNAL CABLES
FIXED SURFACE BARRIER DETECTOR1 (600 mm2)
FISSILE SAMPLE
nth
MOVEABLE SURFACE BARRIER DETECTOR2(600 mm2) ON WATER COOLED VACUUM FEED-THROUGH

Abb. 1: Mechanischer Aufbau

während Detektor 2 durch Einfügen verschiedener Distanzstücke in eine "nahe" Targetposition mit $s_{2n}$ = 5,5 cm und in eine "weite" mit $s_{2w}$ = 100 cm gebracht werden kann. Somit ist die Differenzflugstrecke zwischen "naher" und "weiter" Position von Detektor 2 genau reproduzierbar, ohne dass die Apparatur belüftet werden muss. Durch Einbau verschiedener Blenden im langen Flugrohr wird der bewegliche Detektor 2 in seiner "weiten" Stellung von an der Rohrwand unter kleinen Winkeln gestreuten Fragmenten abgeschirmt. Die beiden Targethalterungen - aus Aluminium und sehr massearm - können ebenfalls unter Vakuum in ihrer Längsrichtung verschoben und gedreht werden. Auf einem der Rechen sind untereinander das zu untersuchende Spalttarget sowie für Eichmessungen eine Quelle aus spontan spaltendem $^{252}Cf$ angebracht. Der zweite Targetrechen trägt ein weiteres Target desselben spaltbaren Materials, um Energieverlustmessungen durchführen zu können. Die gesamte Anlage ist auf etwa $10^{-6}$ mbar evakuiert und muss nur zum Austausch der zu untersuchenden Targets belüftet werden.

## II.3 Spalttargets

Die $^{235}U$-Targets bestanden aus 15 $\mu g/cm^2$ $UF_4$, das auf ein mit 20 $\mu g/cm^2$ goldbeschichtetes, ebenfalls 20 $\mu g/cm^2$ dickes VYNS-Backing aufgedampft war. VYNS ist ein Copolymer aus 85 % Polyvinylchlorid und 15 % Polyvinylacetat. Der aktive Durchmesser betrug 1 cm und ihr Isotopenreinheitsgrad war grösser als 97 %. Diese Targets wurden bei CBNM (Euratom) in Geel, Belgien, gefertigt.

Die $^{233}U$- und $^{239}Pu$-Targets wurden bei AERE, Harwell (England), durch Aufdampfen von $UO_2$ bzw. $PuO_2$ auf etwa 130 $\mu g/cm^2$ dicke Ni-Backings hergestellt. Ihr aktiver Durchmesser betrug 8 mm.

Die Isotopenreinheit war jeweils besser als 99 %. Die Massenbelegung betrug rund 13 $\mu g/cm^2$ für Uran bzw. 15 $\mu g/cm^2$ für Plutonium.

## II.4 $^{252}Cf$-Eichquelle

Als Energieeichquelle wurde eine ebenfalls bei AERE, Harwell, gefertigte dünne $^{252}Cf$-Quelle verwandt. Diese Quelle befand sich auf einer 130 $\mu g/cm^2$ dünnen Ni-Folie, der Durchmesser der aktiven Fläche war 1 cm. Zum Zeitpunkt der Messungen betrug ihre Aktivität noch rund $10^6$ f/min. Die Quelle war vernachlässigbar dünn, so dass keine Korrektur auf Energieverlust in der Quelle nötig war. Mindestens 70000 Ereignisse wurden pro Eichspektrum aufgenommen. Die Verwendung einer Quelle auf dünnem Backing bringt den Vorteil, beide Detektoren in ihren Messpositionen gleichzeitig mit korrelierten Spaltfragmenten eichen zu können. Ausserdem ist es möglich, mit einer derartigen Quelle das Experiment zu simulieren und damit Elektronik und Mechanik schon vor Beginn der Messungen zu optimieren.

## II.5 Detektoren

Die Spaltfragmentdetektoren waren Oberflächensperrschichtzähler aus n-leitendem Silizium (ORTEC AF 35-600-60). Unmittelbar vor beiden Detektoren waren Blenden mit 20 mm Durchmesser angebracht, um Randeffekte zu vermeiden. Die Messungen an den zu untersuchenden Aktiniden $^{233}U$, $^{235}U$ und $^{239}Pu$ konnten mit einem einzigen Detektorpaar (364 Ohm cm bzw. 416 Ohm cm) durchgeführt werden. Die Detektoren waren in koaxialen Halterungen montiert, um einen möglichst reflexionsfreien Pulsübertrag auf das BNC-Signalkabel zu erreichen. Die Halbleiterzähler wurden mit Wasser gekühlt, um einerseits möglichst stabile Betriebsbedingungen

zu erreichen und andererseits die Sperrströme klein zu halten. Die Detektorspannung von 65 V wurde sorgfältig überprüft und auf ± 0,5 V eingehalten, um Driften in den Pulshöhen zu vermeiden. Mit Hilfe der $^{252}$Cf-Quelle wurden die Oberflächensperrschichtzähler auch in Bezug auf Strahlungsschäden überprüft und kontrolliert, dass sie den von Schmitt und Pleasonton /8/ aufgestellten Gütemerkmalen genügen.

## II.6 Elektronik und Datenaufnahme

Wie das Blockschaltbild in Abb. 2 zeigt, ist die den Detektoren nachgeschaltete Elektronik symmetrisch aufgebaut und besteht aus nur wenigen Modulen. Die von den beiden Oberflächensperrschichtzählern kommenden Signale werden zunächst passiv gesplittet. Ein Teilsignal wird über einen 120 Ohm Widerstand und die Eingangskapazität des nachfolgenden ladungsempfindlichen Vorverstärkers (Canberra 970D) integriert und liefert die Pulshöheninformation. Diese energieproportionalen Signale werden nach weiterer Verstärkung und Pulsformung (Spectroscopyamplifier Canberra 2020) von Analog-Digital-Convertern (ADC 1 und ADC 2, Canberra 8070A) mit einer Auflösung von jeweils 10 bits digitalisiert. Der zweite Signalanteil wird über 470 pF Kapazitäten scharf differenziert, um möglichst exakte Zeitinformationen zu erhalten. Die differenzierten Signale werden in schnellen, 4-stufigen 50 Ohm-Verstärkern (Avantek GPD) 150-fach verstärkt und gelangen dann zu modifizierten Constant-Fraction-Diskriminatoren (Schlumberger 7158). Diese Trigger erzeugen das Start- bzw. Stopsignal für den nachfolgenden Zeit-Amplituden-Konverter (TAC Canberra 2043). Im TAC (200 ns Konversionsbereich) wird die zeitliche Differenz zwischen dem Eintreffen des Startsignals vom ortsfesten Detektor 1 und des Stopsignals -

EXPERIMENTAL SET-UP

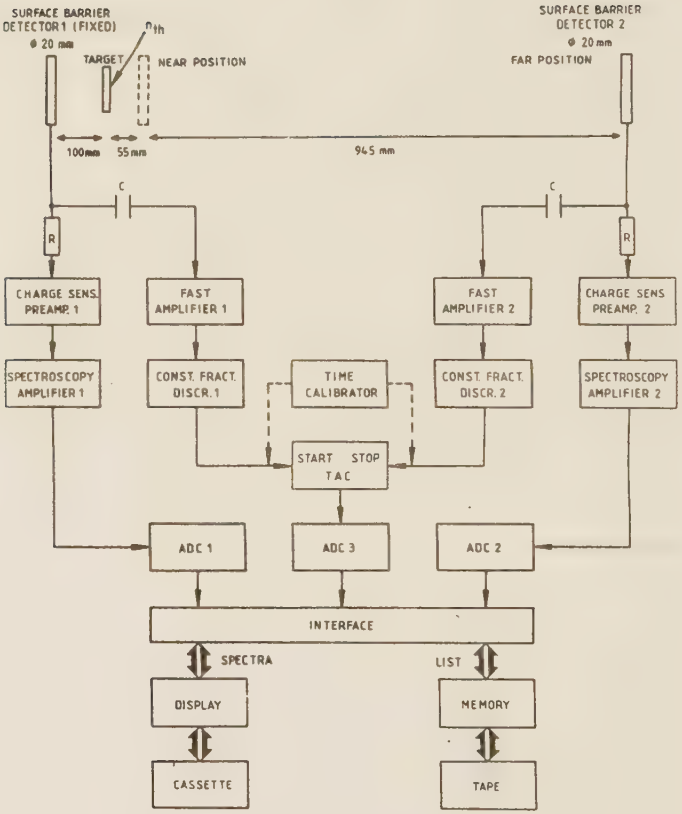



Abb. 2: Blockschaltbild der Elektronik

- nach geeigneter Verzögerung - vom beweglichen Detektor 2 in ein analoges Signal umgewandelt. Dieses Signal wird im ADC 3 in 4096 Kanälen analysiert. Zur Zeiteichung können die Pulse eines 1 GHz Präzisionspulsgenerators von Hartmann und Oed /9/ auf den Start- und Stopeingang des TAC gegeben werden. Die 1 GHz Oszillationen erlauben die Bestimmung der individuellen Verzögerungszeit eines jeden Kanals auf $\pm$ 100 ppm. Bei den Messungen betrug die mittlere Kanalbreite 54,96 ps.

Das den drei ADCs nachfolgende Interface ist für zwei verschiedene Betriebsarten konzipiert: Messung oder Eichung. Während der Messungen wird zunächst überprüft, ob die beiden Detektoren koinzidente Ereignisse nachgewiesen haben. Die koinzidenten Daten werden im Listmode, d.h. Ereignis für Ereignis in einem Buffer gespeichert und dann zur späteren Auswertung hintereinander auf Magnetband geschrieben. Gleichzeitig werden zur dauernden Kontrolle der Messung die beiden Pulshöhenspektren sowie das Flugzeitspektrum erzeugt und auf einem Bildschirm graphisch dargestellt. Die Einzelspektren werden regelmässig auf Kassette abgespeichert, so dass nach Beendigung einer Messreihe ein Vergleich dieser Spektren mit den Listmodespektren möglich ist. Im Eichbetrieb werden die $^{252}$Cf-Pulshöhenspektren der beiden Detektoren gleichzeitig aufgenommen und nacheinander auf Kassette abgespeichert. Das Spektrum für die Zeiteichung wird separat aufgenommen und ebenfalls auf Kassette geschrieben.

## II.7 Energieverlustmessungen

Da der Energieverlust, den die Spaltfragmente im Targetmaterial erfahren, die wesentlichste Korrektur bei dem vorliegenden Experiment darstellt, die interessierenden Mittelwerte aber auf wenige Promille genau bestimmt werden sollen, muss diese Grösse

sehr genau untersucht werden. Dazu wird zunächst der Energieverlust im Targetbacking bestimmt. Da die Targets auf drehbaren Haltern angeordnet sind, erhält man diesen Anteil durch Vergleich der Pulshöhenspektren eines Detektors, bei denen das Backing einmal auf den Detektor hinweist, das anderemal vom Detektor abgewandt ist. Der Backinganteil kann aber auch direkt aus den beiden Pulshöhenspektren der (2E,1v)-Messung erhalten werden, da sich die Mittelwerte der Energie in den beiden Detektoren gerade um den Energieverlust im Backing unterscheiden. Zur Bestimmung des Energieverlusts der Spaltfragmente im Gesamttarget, d.h. im Backing und im Spaltmaterial, konnte ein weiteres Target desselben Isotops in den Neutronenstrahl eingefahren werden. Das eigentliche Messtarget wurde aus dem Neutronenstrahl herausgenommen und lediglich als passiver Absorber vor Detektor 2 aufgestellt. Für den mittleren Energieverlust im Spaltmaterial wurde dann die Hälfte der Differenz zwischen dem Energieverlust im Gesamttarget und dem im Targetbacking angesetzt.

Für die bei den Messungen eingesetzten Targets wurden folgende mittlere Energieverluste im spaltbaren Material bestimmt (Index H bezieht sich auf das mittlere schwere, Index L auf das mittlere leichte Fragment):

$^{233}U$ : $E_H = 0{,}40 \pm 0{,}15$ MeV $\quad E_L = 0{,}41 \pm 0{,}15$ MeV

$^{235}U$ : $E_H = 0{,}50 \pm 0{,}15$ Mev $\quad E_L = 0{,}50 \pm 0{,}15$ MeV

$^{239}Pu$ : $E_H = 0{,}48 \pm 0{,}15$ MeV $\quad E_L = 0{,}50 \pm 0{,}15$ MeV

## II.8 Durchführung der Messungen

Die Messungen an den drei Aktiniden $^{233}U$, $^{235}U$ und $^{239}Pu$ wurden in zwei Abschnitten von je sechs Wochen Dauer durchgeführt, wobei

besonders auf die Stabilität der gesamten Apparatur geachtet wurde. Um den Einfluss von Driften in der Elektronik und in den Detektoren zu reduzieren, wurde der bewegliche Detektor 2 alternierend in seine "nahe" und "weite" Position gebracht, und zwar mindestens zweimal pro Tag. Bei jedem Positionswechsel wurden ausserdem die Zeit- und Energieskalen geeicht. Die zu untersuchenden Targets waren jeweils so im Targethalter fixiert, dass ihr Backing auf den ortsfesten Detektor 1 zeigt.

Für $^{233}U$ wurden 256000 Ereignisse im "nahen" Abstand und 150600 Ereignisse im "weiten" Abstand aufgenommen, für $^{235}U$ 440000 bzw. 241400 Ereignisse und für $^{239}Pu$ schliesslich 337000 bzw. 181300 Ereignisse.

## III Auswertung

### III.1 Mittlere Flugzeiten und Geschwindigkeiten

Mit der verwendeten Apparatur lassen sich nur Differenzen in den Ankunftszeiten von korrelierten Spaltfragmenten in den beiden Detektoren für verschiedene Detektorabstände messen, nicht aber Flugzeiten einzelner Fragmente für vorgegebene Flugwege. Mit Hilfe der beiden mitgemessenen, näherungsweise energieproportionalen Pulshöhen $X_1$ und $X_2$ kann eine bestimmte Fragmentation des Compoundkerns festgelegt werden. Aus der Differenz $\Delta T_2 = T_w - T_n$ in den Ankunftszeiten für ein- und dieselbe Fragmentation, bei der Detektor 2 einmal nahe (Index n) beim Target stand und einmal weit (w) davon entfernt positioniert war, erhält man die Flugzeit, die das im beweglichen Detektor 2 nachgewiesene Fragment eben dieser Fragmentation benötigt, um die Strecke $\Delta s_2 = s_{2w} - s_{2n} = 94{,}50$ cm zwischen naher und weiter Position von Detektor 2 zu durchfliegen. Daraus lässt sich die Geschwindigkeit $v_2 = \Delta s_2 / \Delta T_2$ ermitteln.

Im Idealfall könnte man für einen Versuchsaufbau, bei dem Target und die beiden Detektoren auf den Abstand Null zusammengeschoben sind, den Zeitnullpunkt für jede feste Pulshöhenkombination $(X_1, X_2)$ bestimmen. Die Genauigkeit, mit der dieser Zeitnullpunkt bestimmt werden könnte, ist lediglich durch die Zeit- und Energieauflösung der beiden Detektoren begrenzt. In einem realen Experiment tritt als zusätzlicher störender Effekt das Energiestraggling im endlich dicken Target auf. Je grösser allerdings der Ab-

stand eines der beiden Detektoren (im Experiment Detektor 2) vom Target gewählt wird, umso mehr überwiegt als verbreiternder Einfluss auf die Zeitverteilung die Neutronenabdampfung von den Fragmenten. Während nämlich ohne Neutronenemission der Impuls- und Massenerhaltungssatz für jede Fragmentation Geschwindigkeit (bzw. Flugzeit) und Energie der Fragmente eineindeutig miteinander verknüpft, geht bei der Abdampfung von Neutronen die strenge Korrelation zwischen Flugzeit und Energie verloren. Daher wurde für jede vorgegebene Pulshöhenkombination $(X_1, X_2)$, die eine bestimmte Fragmentation charakterisiert, im nahen Abstand die Zeitverteilung gemittelt (Standardabweichung im Mittel 190 ps), während im weiten Abstand die Daten Ereignis für Ereignis ausgewertet wurden. Daher gehen bei der Berechnung von $\Delta T_2 = T_w - T_n$ nur die Mittelwerte von $T_n$ ein. Sollte eine bestimmte Spaltkonfiguration nur im weiten, nicht aber im nahen Abstand nachgewiesen worden sein, wird zur Vermeidung von systematischen Fehlern durch lineare Interpolation zwischen benachbarten $T_n$-Werten ein gemittelter $\bar{T}_n$-Wert für diese Fragmentation bestimmt.

Die mit dem beweglichen Detektor 2 im weiten Abstand registrierten Pulshöhenspektren sind für die untersuchten Kerne in Abb. 3 dargestellt. Die drei Pulshöhenspektren sind sich sehr ähnlich. Sie haben eine ausgeprägte zweihöckrige Gestalt, da sowohl die beiden Uranisotope als auch Plutonium bevorzugt in zwei verschieden schwere Fragmente spalten. Das Berg-Tal-Verhältnis beträgt für die beiden Urankerne rund 20:1, während es für $^{239}Pu$ auf etwa 6,5:1 abnimmt. Dies ist ein erster Hinweis auf eine vergleichsweise schwächer ausgeprägte Asymmetrie in der Kernspaltung des Plutoniums.

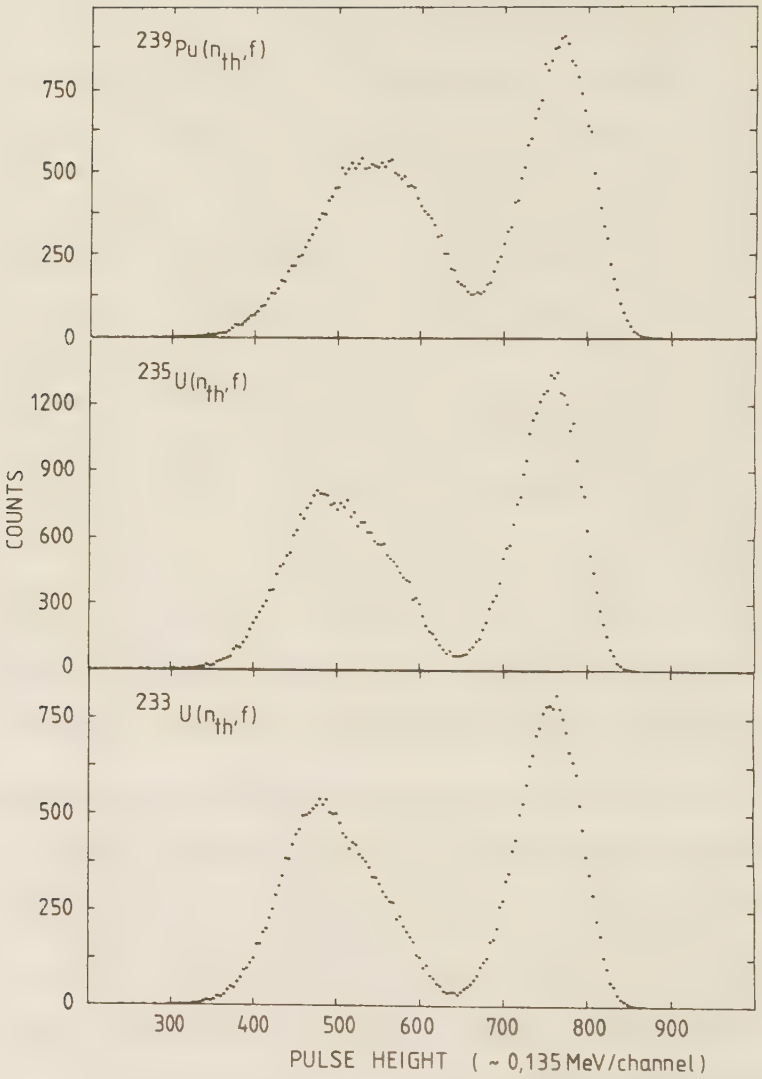



Abb. 3: Pulshöhenspektren der untersuchten Aktiniden aufgenommen mit dem beweglichen Detektor 2. Jeder Punkt im Diagramm entspricht 4 Kanälen.

Die bevorzugt asymmetrische Kernspaltung der in dieser Arbeit untersuchten Aktiniden kommt besonders deutlich in einer Darstellung zum Ausdruck, bei der die Häufigkeitsverteilung $N(X_1,X_2)$ der korrelierten Pulshöhen $X_1$ und $X_2$ pseudo-dreidimensional wiedergegeben wird. Abb. 4 zeigt das Messergebnis für die Reaktion $^{233}U(n_{th},f)$. Für diese Darstellung wurden je 3 Pulshöhenkanäle zusammengefasst. Dies entspricht einer Zellengrösse von etwa $(0,4 \cdot 0,4)$ $MeV^2$.

Die im Bild eingetragene Symmetrieachse trennt zwei Gebiete voneinander. Im einen Gebiet (rechts unten) ist die Pulshöhe des im Detektor 1 nachgewiesenen Fragments grösser als die des korrelierten Fragments im Detektor 2, während ein dazu spiegelbildliches Ereignis mit vertauschten Fragmentflugrichtungen im anderen Gebiet liegt. Längs der Achse kommen die symmetrischen Fragmentationen zu liegen, und Abb. 4 zeigt, dass Ereignisse mit annähernd gleich schweren Massen vergleichsweise selten sind. Aufgrund des zusätzlichen Energieverlustes, den die im ortsfesten Detektor 1 nachgewiesenen Spaltfragmente im Targetbacking erfahren, sowie der unterschiedlichen Elektronik der beiden Verstärkerzweige fällt die Symmetrieachse nicht mit der 1. Winkelhalbierenden in Abb. 4 zusammen. Da die Pulshöhen näherungsweise proportional der Energie der nachgewiesenen Spaltfragmente sind, gilt für Ereignisse unterhalb der Achse $E_2 < E_1$. Der Impulserhaltungssatz, der allerdings streng nur für primäre Fragmente gilt, hat wegen der wenigen emittierten Neutronen näherungsweise auch für sekundäre Fragmente noch Gültigkeit und

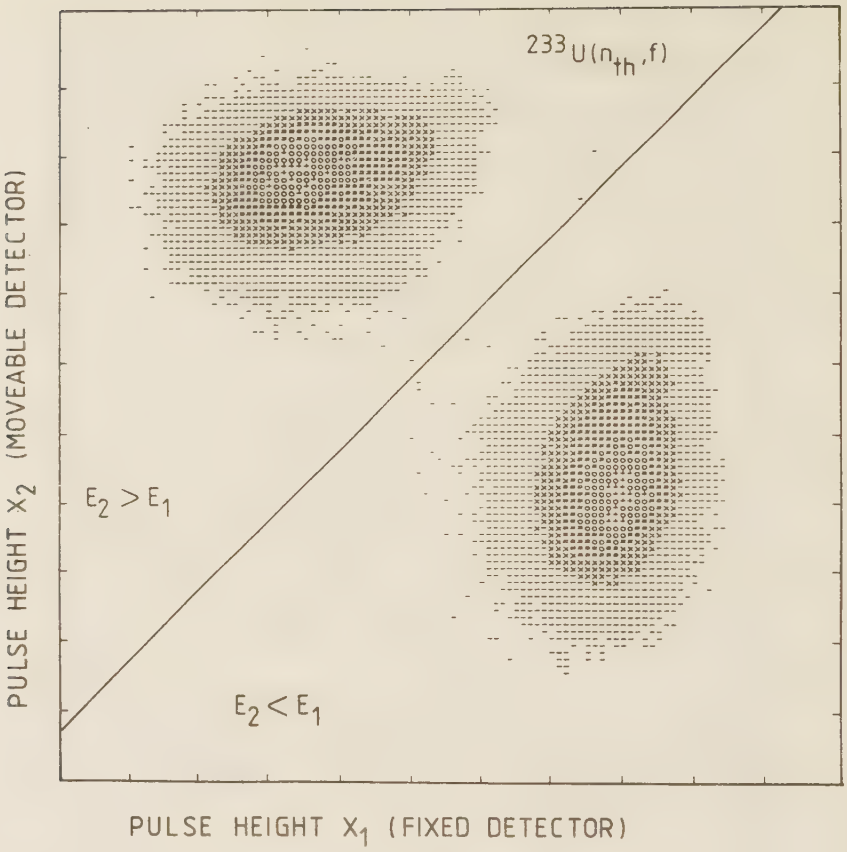



Abb. 4: Pulshöhenmatrix für $^{233}U$-Spaltfragmente
dargestellt in 20 % - Schritten bzgl. des maximalen Inhalts
- : 0 - 20 % x : 20 - 40 % = : 40 - 60 %
o : 60 - 80 % + : 80 - 100 %

besagt, dass $E_1A_1 \approx E_2A_2$ ist. Das bedeutet, dass in Abb. 4 die Gebiete mit $E_2 > E_1$ bzw. $E_2 < E_1$ Massenverhältnissen $A_2 < A_1$ bzw. $A_2 > A_1$ entsprechen. Damit hat man ein übersichtliches Kriterium zur Hand, mit dem entschieden werden kann, in welchem der beiden Detektoren etwa das leichtere der beiden aus einem Spaltprozess stammenden Fragmente nachgewiesen worden ist. Somit können die Flugzeitspektren und damit auch die Geschwindigkeitsverteilungen für die leichte (im folgenden immer mit L indiziert) und schwere (H) Fragmentgruppe separat bestimmt werden. In Abb. 5 sind die Flugzeitspektren der verschiedenen Kerne zusammen mit einer Zeitskala dargestellt. Im Zeiteichspektrum entspricht der Abstand von Spitze zu Spitze gerade 1 ns. Die drei Flugzeitspektren zeigen alle eine vergleichsweise scharfe Spitze für die leichte Fragmentgruppe. Leichte und schwere Fragmentgruppe sind für die bei diesem Experiment benutzte Flugstrecke $\Delta s_2 = 94{,}50$ cm deutlich getrennt, d. h. das Tal zwischen den beiden Spitzen ist nahezu leer. In den Verteilungen der Flugzeit für die Gruppe der schweren Fragmente sind geringfügige Unterschiede in der Struktur zu erkennen. So findet man für das System $^{235}U(n_{th},f)$ ein breites und ausgeprägtes Plateau, für $^{233}U(n_{th},f)$ nehmen die Flugzeiten der schweren Fragmente langsam zu und vergleichsweise schnell ab, während für $^{239}Pu(n_{th},f)$ ein dazu gerade umgekehrtes Verhältnis beobachtet wird. Diese Strukturen treten auch in den Geschwindigkeitsverteilungen von Abb. 6 hervor.

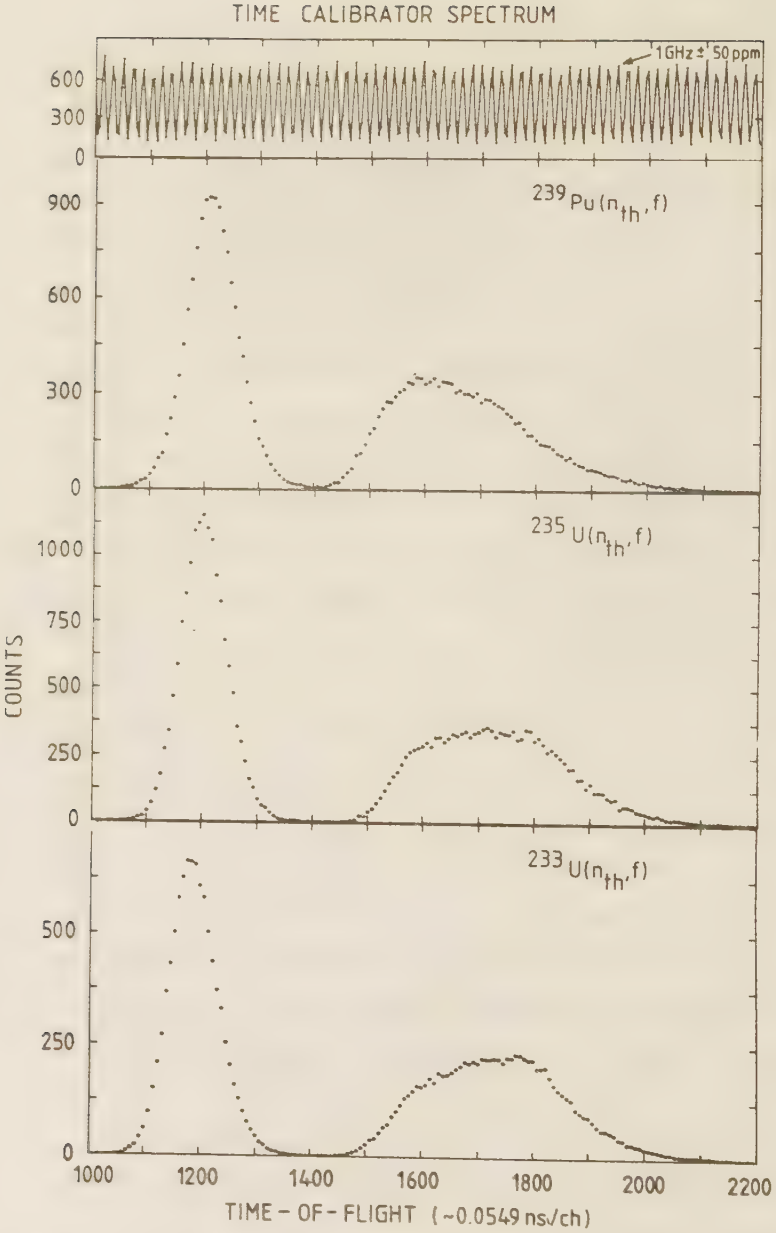



Abb. 5: Spektren der Flugzeitdifferenz weiter - naher Abstand der vermessenen Aktiniden.
Der obere Teil zeigt ein Zeiteichspektrum.
Der Peakabstand entspricht 1 ns.

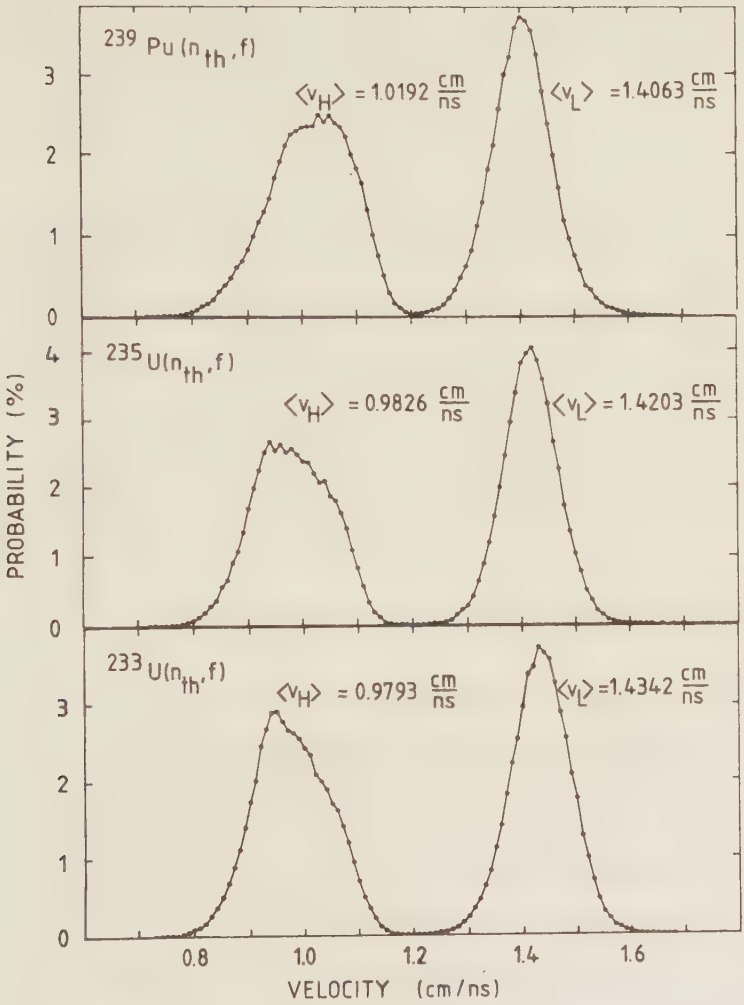



Abb. 6: Geschwindigkeitsverteilungen der untersuchten Aktiniden
Schrittweite: 0,1 cm/ns

Aus den Flugzeitspektren und den Geschwindigkeitsverteilungen lassen sich nun die verschiedenen Mittelwerte und Varianzen ermitteln, wobei die Mittelwerte noch auf den mittleren Energieverlust im Targetmaterial zu korrigieren sind. Für die untersuchten Aktiniden erhält man folgende Resultate:

| | $^{233}U$ | $^{235}U$ | $^{239}Pu$ |
|---|---|---|---|
| $\bar{v}_L$ (cm/ns) | 1,4342 | 1,4203 | 1,4063 |
| $\bar{v}_H$ (cm/ns) | 0,9793 | 0,9826 | 1,0192 |
| $\sigma(v_L)$(cm/ns) | 0,0568 | 0,0522 | 0,0591 |
| $\sigma(v_H)$(cm/ns) | 0,0683 | 0,0688 | 0,0751 |
| $\bar{T}_L/\Delta s$ (ns/m) | 69,84 (69,82) | 70,53 (70,50) | 71,24 (71,22) |
| $\bar{T}_H/\Delta s$ (ns/m) | 102,62 (102,60) | 102,27 (102,25) | 98,67 (98,67) |
| $\sigma(T_2)$ (ns) | 2,56 | 2,48 | 2,91 |
| $\sigma(T_H)$ (ns) | 6,72 | 6,86 | 7,13 |

Tabelle 1: Mittlere Geschwindigkeiten und Flugzeiten, umgerechnet auf eine Flugstrecke von $\Delta s = 1$ m, für die leichte bzw. schwere Fragmentgruppe der untersuchten Aktiniden. Die in Klammern angegebenen Werte wurden durch Spektrumsauswertung gewonnen.

Für das oben skizzierte Auswerteverfahren von Einzelereignissen ist von wesentlicher Bedeutung, dass jede Fragmentation durch die in den beiden Detektoren gemessenen Pulshöhen $X_1$ und $X_2$ eindeutig festgelegt ist. Um dies zu überprüfen, wurden für alle "nahen" Ereignisse, d.h. der bewegliche Detektor 2 befand sich nahe beim Target, und für alle

"weiten" Ereignisse die mittleren Flugzeiten der leichten bzw. schweren Fragmentgruppe gesondert bestimmt, ohne irgendeine Pulshöheninformation zu benutzen. Die Differenzen der mittleren Flugzeiten zwischen weiter und naher Position von Detektor 2 geben dann die im Mittel benötigte Flugzeit für eben diese Flugstrecke der beiden Fragmentgruppen an. Die so gewonnenen Mittelwerte sind ebenfalls in Tabelle 1 in Klammern angegeben. Sie stimmen sehr gut mit den aus der Ereignis-für-Ereignis Auswertung bestimmten Mittelwerten überein und weichen im ungünstigsten Fall um weniger als 0,05 % voneinander ab. Man beachte, dass im Einzelereignis Geschwindigkeit und Flugzeit pro Längeneinheit streng reziprok zueinander sind, nicht aber die in Tab. 1 angegebenen Mittelwerte.

III. 2 Mittlere primäre Massen und kinetische Energien

Aus den im vorigen Abschnitt bestimmten mittleren Geschwindigkeiten nach Neutronenabdampfung, die wegen der isotropen Neutronenemission aber mit den mittleren primären Werten übereinstimmen, können die Mittelwerte der primären Massen und kinetischen Energien für die leichte bzw. schwere Fragmentgruppe berechnet werden.

Benutzt man die in der Kernphysik gebräuchlichen Einheiten MeV für die Energie, amu für die Masse und cm/ns für die Geschwindigkeit, so muss in den Gleichungen (4) und (5) ein Faktor f = 1,036 eingefügt werden. Die primäre totale kinetische Energie eines Einzelereignisses beträgt dann

$$TKE^{*} = f \frac{A_c}{2} v_1^{*} v_2^{*} \qquad (5a)$$

Mittelwertbildung führt auf

$$\overline{TKE^{*}} = f \frac{A_c}{2} \left(\overline{v_1^{*}}\ \overline{v_2^{*}} + \mathrm{cov}\,(v_1^{*}, v_2^{*})\right) \qquad (11)$$

mit dem Kovarianzterm

$$\mathrm{cov}\,(v_1^{*}, v_2^{*}) = K\,(v_1^{*}, v_2^{*})\ \sigma(v_1^{*})\,\sigma(v_2^{*}) \qquad (12)$$

Dabei steht $\sigma$ für die Varianzen und K für den Korrelationskoeffizienten der betreffenden Grössen.

Mittelt man nun im "beweglichen" Nachweiszweig über alle leichten Fragmente, so entspricht das einer Mittelung über alle schweren Fragmente auf der gegenüberliegenden Seite und umgekehrt. Ausserdem werden im Mittel auf beiden Detektorseiten dieselben Ensembles von Spaltfragmenten nachgewiesen, da die Spaltung einen statistischen Prozess darstellt. Somit können die Mittelwerte der Geschwindigkeiten dem vorliegenden Experiment entnommen werden, bei dem ja nur die Geschwindigkeiten der in Detektor 2 nachgewiesenen Fragmente gemessen wurden. Die Varianzen von $v^{*}$ werden durch die gemessenen sekundären Varianzen nach oben abgeschätzt, da letztere durch Neutronenabdampfung, endliche Targetdicke und Zeitauflösung verbreitert sind. Für den Korrelationskoeffizienten gilt nach Definition $|K| \leq 1$. In einem gerade abgeschlossenen (2E, 2v)-Experiment finden R. Müller et al. /10/ für die Reaktion $^{235}U(n,f)$ für den Korrelationskoeffizienten $K(v_1^{*}, v_2^{*}) = -0{,}561$.

Da sich die drei untersuchten Kerne in ihren Geschwindigkeitsverteilungen (vgl. Abb. 6) nicht wesentlich unterscheiden, wurde dieser Zahlenwert auch für die Auswertung der $^{233}U$- und der $^{239}Pu$-Daten übernommen. Damit erhält man für die im Mittel frei werdende totale kinetische Energie vor Abdampfung von Neutronen den folgenden Ausdruck

$$\overline{TKE^*} = f \frac{A_c}{2} \overline{v_L} \overline{v_H} (1 - 0{,}561\, \sigma(v_L)\, \sigma(v_H)) \qquad (13)$$

Um die Mittelwerte der primären Massen für die leichte bzw. schwere Fragmentgruppe aus der für ein einzelnes Ereignis gültigen Gleichung

$$A_2^* = \frac{v_1^*}{v_1^* + v_2^*} A_c \qquad (3)$$

zu erhalten, muss man zunächst den Bruch unter Mitnahme von quadratischen Gliedern um seinen Mittelwert entwikkeln, ehe man analog zu dem oben beschriebenen Vorgehen mitteln kann. Das Ergebnis für die mittlere leichte Masse vor Neutronenemission lautet schliesslich

$$\overline{A_L^*} = \frac{\overline{v_H}}{\overline{v_L} + \overline{v_H}} A_c \left(1 - \frac{\sigma(v_H)^2 - 0{,}561\, \sigma(v_L)\, \sigma(v_H)}{\overline{v_H}\,(\overline{v_L} + \overline{v_H})} + \frac{\sigma(v_H)^2 + \sigma(v_L)^2 - 2 \cdot 0{,}561\, \sigma(v_L)\, \sigma(v_H)}{(\overline{v_H} + \overline{v_L})^2}\right) \qquad (14)$$

Analog geht man vor, um ausgehend von den Gleichungen (4a) bzw. (4b) Ausdrücke für die mittlere kinetische Energie der leichten bzw. schweren Fragmentgruppe vor Abdampfung der prompten Neutronen herzuleiten.

Die derart berechneten Mittelwerte, d.h. unter Verwendung des von R. Müller et al. bestimmten Korrelationskoeffizienten, sind für die drei vermessenen Kerne in der nachfolgenden Tabelle 2 aufgelistet:

| | $^{233}U$ | $^{235}U$ | $^{239}Pu$ |
|---|---|---|---|
| $\overline{m_1^*}$ (amu) | 94,91 | 96,45 | 100,85 |
| $\overline{m_H^*}$ (amu) | 139,09 | 139,55 | 139,15 |
| $\overline{TKE^*}$ (MeV) | 169,98 | 170,36 | 177,88 |
| $\overline{E_L^*}$ (MeV) | 100,90 | 100,59 | 103,02 |
| $\overline{E_H^*}$ MeV) | 69,08 | 69,77 | 74,86 |

Tabelle 2: Mittlere primäre Massen und kinetische Energien aus mittleren Geschwindigkeiten

III. 3 Primäre Massen- und Energieverteilungen

Um Ereignis für Ereignis primäre Fragmentmassen und -energien aus Impuls- und Massenerhaltung berechnen zu können (vgl. II.1), müssen die primären Geschwindigkeiten $v_1^*$ und $v_2^*$ beider Spaltfragmente bekannt sein. Mit dem hier vorgestellten (2E, 1v)-Experiment kann aber jeweils nur die Geschwindigkeit des im beweglichen Detektor 2 nachgewiesenen Bruchstücks bestimmt werden. Zur Beschaffung der fehlenden Geschwindigkeit des im ortsfesten Detektor 1 nachgewiesenen komplementären Spaltfragments

wird nach H.W. Schmitt et al. /11/ ein 2v-Experiment simuliert.

In einem idealisierten Experiment dieses Typs mit identischen Detektoren und Verstärkerzweigen sowie trägerfreiem, unendlich dünnem Spalttarget wäre die Pulshöhenmatrix $N(X_1,X_2)$, deren Zelleninhalte angeben, wie oft eine Pulshöhenkombination $(X_1,X_2)$ vorkommt (vgl. Abb. 4), im Rahmen der Statistik symmetrisch zur ersten Winkelhalbierenden. An der ersten Winkelhalbierenden gespiegelte Matrixzellen unterscheiden sich dann nur in den Flugrichtungen der beiden Fragmente. Somit ist die fehlende zweite Geschwindigkeit einer festen Pulshöhenkombination ($X_1$=A, $X_2$=B) gerade die gemessene Geschwindigkeit der an der ersten Winkelhalbierenden gespiegelten, komplementären Kombination ($X_1$=B, $X_2$=A). Im realen Experiment ist vornehmlich auf Grund des Energieverlustes im Targetbacking und der Verschiedenheit der beiden Detektoren und der Verstärkerzweige die Spiegelsymmetrie bzgl. der ersten Winkelhalbierenden gestört. Die endliche Auflösung der Detektoren, die endliche Dicke des Targetmaterials und die Abdampfung prompter Neutronen zerstören die Symmetrie nicht, da sie auf beiden Detektorseiten zum Tragen kommen. Die Effekte führen lediglich zu einer Verschmierung beim Aufstellen der Pulshöhenmatrix. Die tatsächlich gemessene Pulshöhenmatrix $N(X_1,X_2)$ kann auf verschiedene Arten in eine im Rahmen der Statistik zur ersten Winkelhalbierenden symmetrische Matrix $N_s(X_1,X_2)$ transformiert werden. Hering /4/ vergleicht dazu die integrierten Pulshöhenspektren der beiden Detektoren miteinander. In

der vorliegenden Arbeit wurde dagegen eine lineare Transformation des mit dem ortsfesten Detektor aufgenommenen Pulshöhenspektrums auf das des beweglichen Detektors im weiten Abstand vorgenommen:

$$X_{1s} = a + bX_1 \qquad (15)$$

Die Koeffizienten a und b wurden aus den Peaklagen für das mittlere leichte ($P_{L1,2}$) und für das mittlere schwere Fragment ($P_{H1,2}$) der Pulshöhenspektren der zu untersuchenden Kerne in Detektor 1 bzw. 2 bestimmt. Man erhält sofort

$$b = \frac{P_{L2} - P_{H2}}{P_{L1} - P_{H1}} \qquad (16)$$

$$a = P_{L2} - bP_{L1} \qquad (17)$$

Nach Ausführung der linearen Tranformation wird jedes gemessene Ereignis nun durch ein Tripel ($X_{1s}$, $X_2$, $T_2$) beschrieben. Daraus lassen sich eine zur ersten Winkelhalbierenden symmetrische Pulshöhenmatrix $N_s(X_{1s},X_2)$ und eine Geschwindigkeitsmatrix $v_2(X_{1s},X_2)$ bilden. Dabei wurden für jeden der beiden Parameter je zwei Pulshöhenkanäle zu einem Kanal zusammengefasst. Zur Konstruktion der Geschwindigkeitsmatrix berechnet man Zelle für Zelle (etwa (0,3x0,3) $MeV^2$) den Mittelwert der für die Pulshöhenkombination gemessenen Geschwindigkeiten. Die mittleren Geschwindigkeiten einer Zelle müssen dabei noch auf Energieverlust im Target korrigiert werden. Die nicht gemessene Geschwindigkeit eines im ortsfesten Detektor 1 nachgewiesenen Fragments der Zelle (A,B) ist dann die

Geschwindigkeit eines im beweglichen Detektor 2 auftreffenden Fragments aus der Spiegelzelle (B,A)

$$v_1(A,B) = v_2(B,A) \qquad (18)$$

Unter Verwendung der Gleichungen (3) - (5) lassen sich damit Zelle für Zelle mittlere primäre Masse, mittlere totale kinetische und mittlere Einzelenergie berechnen und die dazugehörigen Matrizen $m_2^*(X_{1s},X_2)$, $TKE^*(X_{1s},X_2)$ und $E_2^*(X_{1s},X_2)$ bilden. Hierbei können auf Grund der geringen Streuung der Geschwindigkeiten innerhalb einer Zelle um den Mittelwert Kovarianzterme vernachlässigt werden. Sollten sich auf Grund der endlichen Messdatenmenge nur in der Zelle (A,B), nicht aber in der dazugehörigen Spiegelzelle (B,A) Ereignisse befinden, so wird die fehlende Geschwindigkeit $v_1(A,B)=v_2(B,A)$ durch Mittelung über Nachbarzellen von (B,A) gewonnen. Auf diese Weise können mehr als 99,95 % aller Ereignisse ausgewertet werden. Es liegt auf der Hand, dass die ausgelassenen Ereignisse in Gebieten kleiner Zählraten der $(X_{1s},X_2)$-Matrix liegen. Das könnte den Verdacht nahelegen, dass insbesondere nahe der Massensymmetrie die Ereigniszahlen unterschätzt und damit z.B. Massenverteilungen systematisch verfälscht werden. Um den Fehler abzuschätzen, wurde speziell für die ausgelassenen Ereignisse die sekundäre Masse $A_2$ aus Energie und Geschwindigkeit bestimmt (s. nachfolgenden Abschnitt III.5). Man findet, dass weniger als 10 % dieser Ereignisse in nahezu gleich schwere Bruchstücke spalten. Das bedeutet, dass der Einfluss der von der Auswertung nicht erfassten Ereignisse auf die primären Massenverteilungen klein ist.

Mit Hilfe von Sortierprogrammen können aus den Matrizen $N_s(X_{1s}, X_2)$, $m_2^*(X_{1s}, X_2)$, $TKE^*(X_{1s}, X_2)$ und $E_2^*(X_{1s}, X_2)$ die verschiedensten interessierenden Verteilungen gewonnen werden.

Um die Konsistenz dieses doch recht komplexen "Ereignis-für-Ereignis"-Auswerteverfahrens mit dem in den vorangegangenen Abschnitten III.1 und III.2 beschriebenen leicht überschaubaren "Mittelwert"-Verfahren zu prüfen, wurden aus den Massen- bzw. Energieverteilungen die Mittelwerte der leichten und schweren Fragmentgruppe berechnet. Ein Vergleich mit den Mittelwerten für die primären Energien bzw. Massen aus III.2, die aus den mittleren Geschwindigkeiten gewonnen wurden, zeigt lediglich Abweichungen, die betragsmässig kleiner als 0,1 % sind.

Abb.7 zeigt die primären Massenausbeuten der drei studierten Kerne in einer linearen Darstellung. Charakteristisch sind die stark asymmetrische Massenaufteilung sowie ausgeprägte Feinstrukturen, die in Kapitel IV diskutiert werden. Ein Mass für die Asymmetrie in der Massenaufteilung der beiden Fragmente stellt das sog. Berg-zu-Tal-Verhältnis P/V der Massenverteilung dar. Darunter versteht man den Quotienten aus der Zahl der Ereignisse im Maximum und der Zahl der Ereignisse im Minimum der jeweiligen Verteilung. Da im Massental nur wenige Ereignisse nachweisbar sind, wurde zur Angabe von P/V im Massental über fünf Massen gemittelt. Weiter wurde durch den Einbau des in Abschnitt II beschriebenen Blendensystems sichergestellt, dass das Tal nicht durch falsche, an der Rohrwand gestreute Ereignisse aufgefüllt wird.

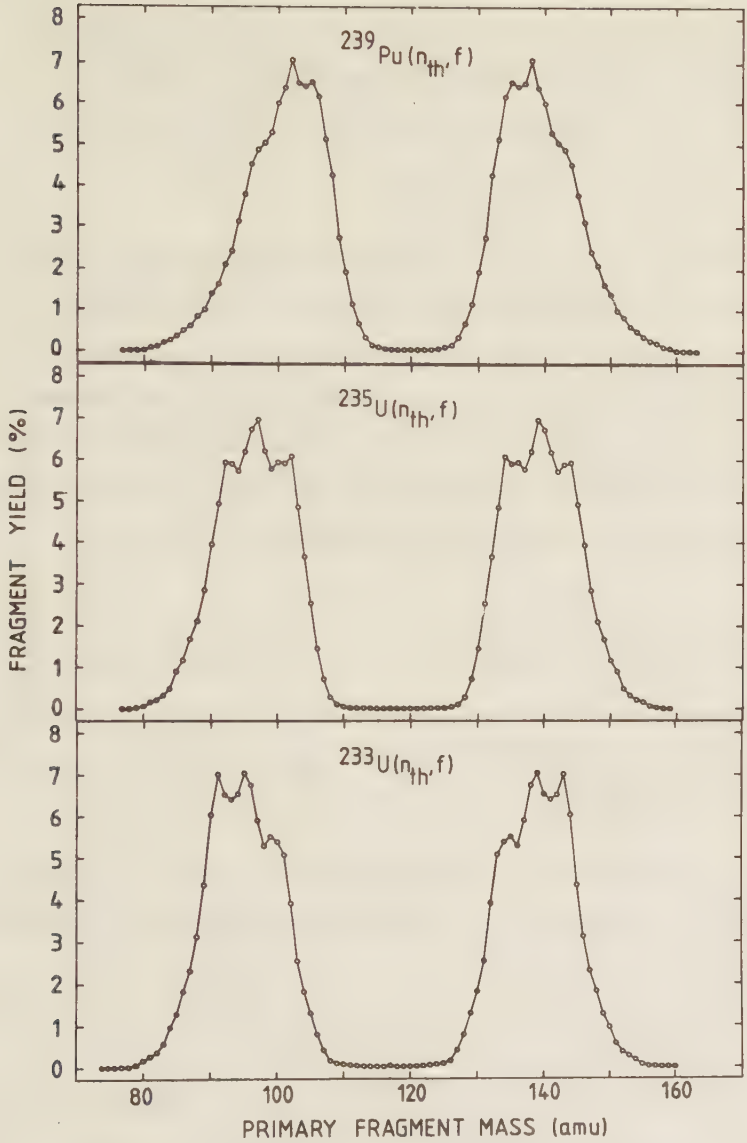



Abb. 7: Primäre Massenverteilungen aus simulierten 2v-Experimenten
Leichte und schwere Massengruppe jeweils auf 100 % normiert

Unter Berücksichtigung der oben diskutierten systematischen Fehler des Auswerteverfahrens findet man für das System $^{235}U(n_{th},f)$ ein Berg-Tal-Verhältnis von $530 \pm 50$, für $^{233}U(n_{th},f)$ $420 \pm 70$ und für $^{239}Pu(n_{th},f)$ schliesslich $150 \pm 20$.

Die P/V-Werte können mit den Werten der dazugehörigen sekundären Massenverteilungen verglichen werden, wie man sie zum Beispiel den Tabellen von C.R. Crouch et al. /14/ entnehmen kann. Die Daten wurden mit radiochemischen Methoden gewonnen, so dass Dispersionsprobleme vom Verfahren ausgeschlossen sind. Im Rahmen der Messgenauigkeit findet man eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den hier angegebenen P/V-Werten.

Weiter ist charakterisierend für die drei Massenverteilungen, dass der schwere Massenpeak für alle drei untersuchten Kerne nahezu unverändert stehen bleibt, während der Peak der leichten Massen mit zunehmender Compoundkernmasse zu grösseren Massenzahlen verschoben wird.

In Abb. 8 sind die mittleren kinetischen Energien von Einzelfragmenten als Funktion der primären Fragmentmasse dargestellt. Für typische leichte Fragmente bis etwa 105 amu ist die primäre kinetische Energie im Mittel nahezu konstant oder sogar leicht ansteigend mit zunehmender Masse, für die am häufigsten vorkommenden schweren Fragmente hingegen findet man eine nahezu lineare Energieabnahme mit steigender Massenzahl.

Für Fragmentationen in zwei annähernd gleich schwere Bruchstücke (~110 amu - ~130 amu) nimmt die kinetische Energie

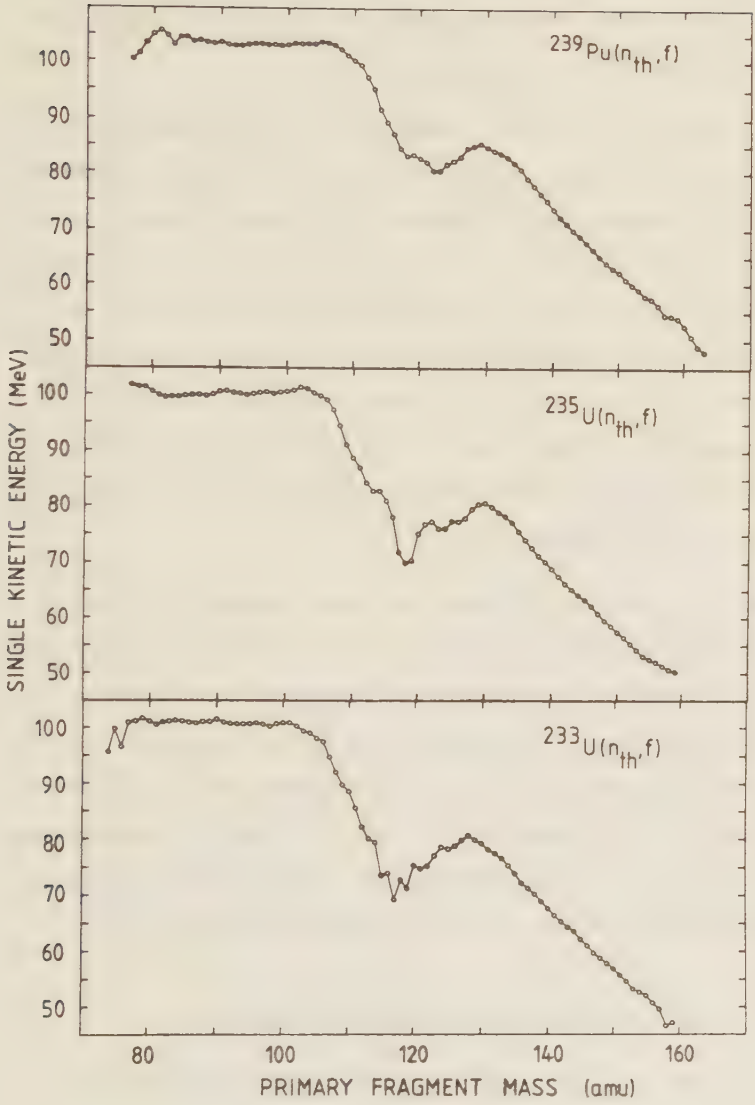



Abb. 8: Kinetische Energien der Einzelfragmente vor Neutronenemission aus simulierten 2v-Experimenten

für Fragmente bis etwa zur Masse 120 amu drastisch um rund 30 MeV ab, steigt dann aber um bis zu 10 MeV im Bereich von 130 amu wieder an.

Abb. 9 zeigt die mittleren totalen kinetischen Energien aller gemessenen Reaktionen in Abhängigkeit von der primären schweren Fragmentmasse. Ausgehend von gleich schweren, d.h. symmetrischen Massenaufteilungen nimmt die totale kinetische Energie mit der schweren Fragmentmasse um etwa 20 MeV zu, erreicht je nach Compoundkernmasse bei 130 amu bis 133 amu ihren höchsten Wert und fällt dann um circa 30 MeV ab. Im abfallenden Teil dieser Kurven sind insbesondere für die beiden Uranisotope Feinstrukturen im Bereich der Massen 134, 139 und 144 amu angedeutet.

In Abb. 10 schliesslich sind die Verteilungen der primären kinetischen Energien der untersuchten Aktiniden dargestellt. Da die mit den beiden Detektoren registrierten Pulshöhen bis auf etwa 10 % genau die Energie der einfallenden Spaltfragmente wiedergeben, sind sie den Pulshöhenspektren in Abb. 3 sehr ähnlich. An dieser Stelle sollte nochmals betont werden, dass alle bislang angegebenen Resultate für Massen und kinetische Energien allein aus den Flugzeitmessungen folgen.

### III.4 Mittlere sekundäre kinetische Energien

Bei der Bestimmung der in den vorangegangenen Abschnitten aufgelisteten Grössen dienten die beiden Pulshöhen $X_1$ und $X_2$ lediglich als Hilfsgrössen, um einzelne Fragmentationen festzulegen. Allerdings kann die Pulshöheninformation X auch

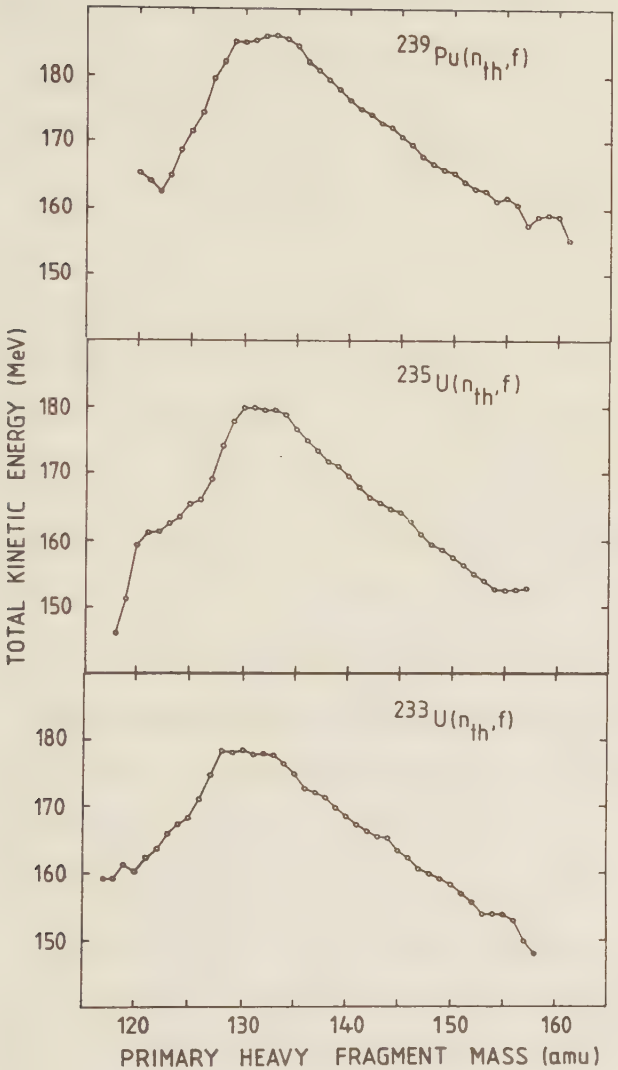



Abb. 9: Primäre totale kinetische Energie als Funktion der Fragmentmasse aus simulierten 2v-Experimenten

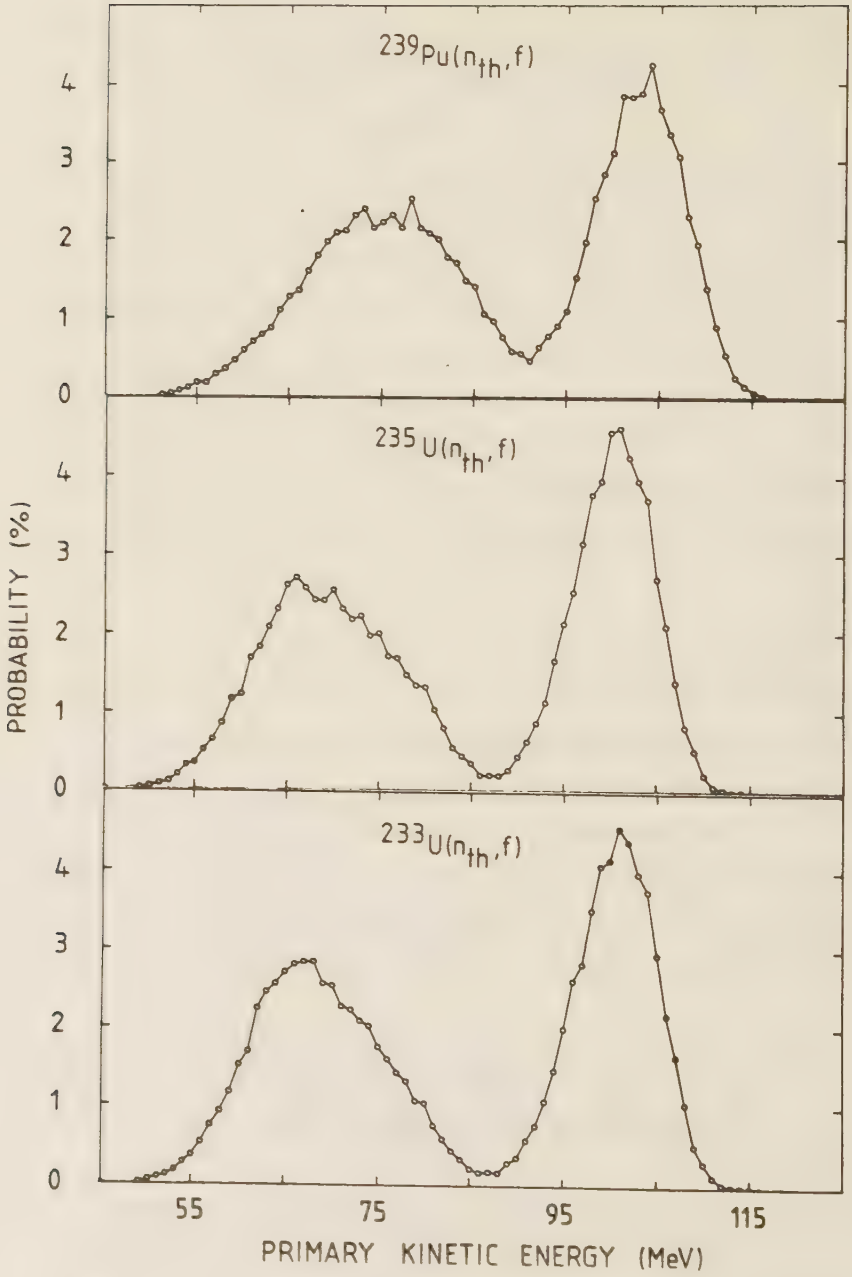



Abb. 10: Verteilungen der primären kinetischen Energien aus simulierten 2v-Experimenten
Schrittweite: 1 MeV

direkt zur Bestimmung der kinetischen Energie nach Neutronenabdampfung benutzt werden. Nach einem von H.W. Schmitt et al. /1,2/ vorgeschlagenen Eichverfahren für Oberflächensperrschichtzähler beträgt die Energie (in MeV) eines schweren Ions mit der Pulshöhe X (in Kanalzahlen) und der Masse A (in amu)

$$E = (a + a'A)X + b + b'A \qquad (19)$$

Die vier Parameter a, a', b und b' lassen sich aus den Kanallagen $P_H$ und $P_L$ der beiden Peaks des jeweils aufgenommenen Spalteichspektrums und den dazugehörigen "Eichkonstanten" $a_o$, $a_o'$, $b_o$ und $b_o'$ nach der Vorschrift von Schmitt bestimmen. Schmitt et al. verwendeten als Eichstandard die Reaktionen $^{252}Cf$ (sf) bzw. $^{235}U(n_{th},f)$. J.N. Neiler et al. /12/ leiteten aus den Schmitt'schen $^{252}Cf$-Konstanten einen Konstantensatz für die Reaktion $^{239}Pu(n_{th},f)$ her, F. Pleasonton et al. /13/ schliesslich einen, der an die Reaktion $^{233}U(n_{th},f)$ gekoppelt ist. Da parallel zu der vorliegenden Arbeit von E. Weissenberger /5/ das Schmitt'sche Eichverfahren überprüft worden ist, und zwar mit der Reaktion $^{252}Cf(sf)$ als Referenzstandard, liegen für diese Reaktion neue verlässliche Eichkonstanten $a_o$ bis $b_o'$ vor. Daher wurde für die hier zu beschreibenden Messungen ebenfalls $^{252}Cf(sf)$ als Eichreaktion verwendet. Ein typisches Pulshöhenspektrum dieser Quelle ist in Abb. 11 dargestellt. Es hat ebenfalls eine zweihöckrige Form. Im Vergleich zu den untersuchten Aktiniden ist aber das Tal zwischen dem Peak der schweren und dem der leichten Fragmentgruppe wesentlich stärker ausgefüllt, d.h. $^{252}Cf$ spaltet vergleichsweise häufiger in annähernd

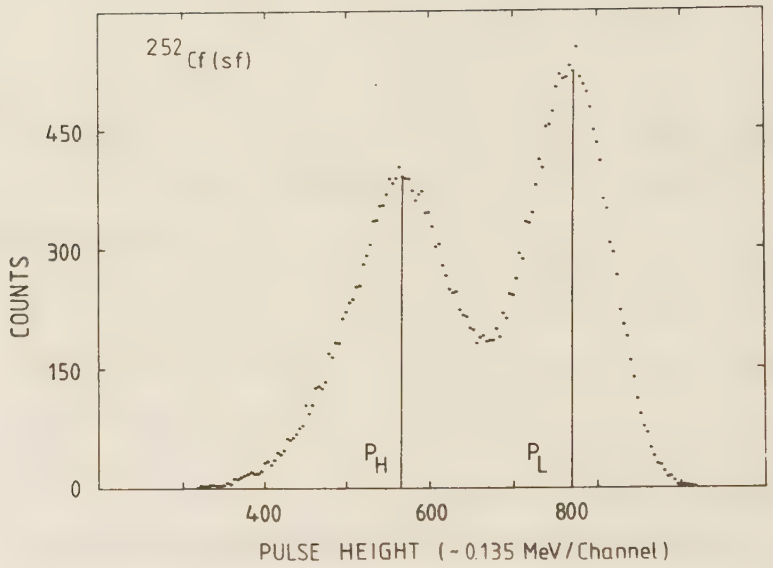



Abb. 11: Pulshöhenspektrum für die Spontanspaltung von $^{252}Cf$ $P_H$ und $P_L$ bezeichnen die Peaklagen der schweren bzw. leichten Fragmentgruppe

gleich schwere Bruchstücke. Mit $P_H$ bzw. $P_L$ sind hierbei genauer die mittleren Kanäle zwischen den Kanälen bei 3/4 der Peakhöhe in der schweren bzw. leichten Fragmentgruppe bezeichnet. Mittelt man nun z.B. über alle leichten Fragmente, so erhält man ausgehend von Gleichung (19) für die mittlere kinetische Energie der leichten Fragmentgruppe nach Abdampfung der prompten Neutronen

$$\overline{E}_L = (a+a'\overline{A}_L)\overline{X}_L + a'\mathrm{cov}(A_L X_L) + b + b'\overline{A}_L + \Delta E_L \qquad (20)$$

Der hierbei auftretende Kovarianzterm kann mit Hilfe der gut bekannten Varianzen für die leichte Fragmentmassen- sowie Pulshöhenverteilung betragsmässig nach oben abgeschätzt werden. Er ist sowohl für die leichte als auch für die schwere Fragmentgruppe der in dieser Arbeit untersuchten Nuklide kleiner als 0,05 MeV und kann deshalb vernachlässigt werden. Der Energieverlust $\Delta E_L$, den die Spaltfragmente im Mittel im Targetmaterial erfahren, ist in Gleichung (20) ebenfalls berücksichtigt. Die mittleren sekundären Massen $\overline{A}_L$ bzw. $\overline{A}_H$ sind aus einer Vielzahl radiochemischer Untersuchungen gut bekannt. Sie können etwa dem Tabellenwerk von C.R. Crouch et al. /14/ oder der Arbeit von K.F.Flynn et al. /15/ für die gemessenen Reaktionen entnommen werden. Streng genommen unterscheiden sich radiochemisch bestimmte Massen und die Massen der in elektronischen Detektoren nachgewiesenen Spaltfragmente auf Grund der Emission verzögerter Neutronen. Dies liegt daran, dass typische Nachweiszeiten für Fragmente in einem Detektorexperiment kleiner als 1 $\mu$s sind, während die Zeitkonstanten für die Emission verzögerter Neutronen Sekun-

den bis Minuten betragen. Daher werden verzögerte Neutronen nur bei einer radiochemischen Massenbestimmung erfasst. Der Anteil der verzögerten Neutronen beträgt aber nach neuesten Messungen von R.W. Waldo et al. /16/ zwischen 0,65 % für $^{239}Pu$ und 1,67 % für $^{235}U$ der gesamten Neutronenausbeute und ist somit vernachlässigbar klein. Zusammen mit den bei diesem Experiment bestimmten mittleren Pulshöhen $\overline{X_L}$ bzw. $\overline{X_H}$ der leichten bzw. schweren Fragmentgruppe ist dann die Bestimmung der sekundären kinetischen Energien der beiden Fragmentgruppen möglich. Unter Zuhilfenahme der im Mittel von Fragmenten der leichten bzw. schweren Gruppe abgedampften prompten Neutronen $\nu_L$ können nach Gleichung (8) $\overline{E_L}^* = \frac{A_L+\nu_L}{A_L}\overline{E_L}$ die mittleren primären kinetischen Energien berechnet werden. Zuverlässige mittlere prompte Neutronenzahlen für die in der vorliegenden Arbeit studierten Reaktionen findet man z.B. in den Arbeiten von E.E. Maslin et al. /17/ und V.F. Apalin et al. /18/, die bei ihren Experimenten die prompten Neutronen in Flüssig-Szintillationszählern direkt nachgewiesen haben.

In Tabelle 3 sind die Mittelwerte der kinetischen Energien für die leichte bzw. schwere Fragmentgruppe vor und nach Neutronenabdampfung aufgeführt. Die Mittelwerte wurden einmal mit Hilfe der Schmitt'schen und einmal aus den Weissenberger'schen Eichkonstanten für $^{252}Cf$ als Eichstandard nach dem oben skizzierten Verfahren berechnet. Zum Vergleich sind die Mittelwerte für die primären kinetischen Energien aufgelistet, die im vorliegenden Experiment direkt aus den Geschwindigkeiten bestimmt worden sind.

| | | $\overline{E_L}$ (MeV) | $\overline{E_H}$ | $\overline{E_L}^*$ | $\overline{E_H}^*$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $^{233}U$ | Schmitt $^{252}Cf$ | 101,0 | 70,0 | 102,5 | 70,5 |
| | Weissenberger $^{252}Cf$ | 99,6 | 68,5 | 101,1 | 69,1 |
| | eigene v-Messung | | | 100,9 | 69,1 |
| $^{235}U$ | Schmitt $^{252}Cf$ | 100,7 | 70,6 | 102,1 | 71,1 |
| | Weissenberger $^{252}Cf$ | 99,3 | 69,3 | 100,8 | 69,9 |
| | eigene v-Messung | | | 100,6 | 69,8 |
| $^{239}Pu$ | Schmitt $^{252}Cf$ | 102,8 | 75,8 | 104,4 | 76,5 |
| | Weissenberger $^{252}Cf$ | 101,5 | 74,3 | 103,0 | 75,0 |
| | eigene v-Messung | | | 103,0 | 74,9 |

Tabelle 3: Mittelwerte der kinetischen Fragmentenergien für verschiedene $^{252}Cf$-Energieeichkonstanten

Es fällt auf, dass mit dem Schmitt'schen Konstantensatz die mittleren Fragmentenergien um bis zu 1,6 MeV überschätzt werden. Dieser Sachverhalt wurde auch schon von H. Henschel et al. /3/ und B. Hering /4/ gefunden. Bei Anwendung der von E. Weissenberger bestimmten Konstanten hingegen stimmen die Mittelwerte der kinetischen Energien mit denen aus der vorliegenden Geschwindigkeitsmessung ausgezeichnet überein.

III.5 Sekundäre Massen- und Energieverteilungen

Da die von E. Weissenberger neu bestimmten Eichkonstanten die bisher aufgetretenen Diskrepanzen zwischen den mittleren Energiewerten, die unter Verwendung einer Energieeichung gewonnen wurden, und solchen, die sich auf einfach und übersichtlich zu eichende Geschwindigkeitsmessungen beziehen, nahezu behoben haben, wurde für die noch folgende Auswertung nur noch dessen Eichkonstantensatz für $^{252}Cf(sf)$ verwendet. Aus der mit dem beweglichen Detektor 2 registrierten Pulshöhe $X_2$ wird mit Hilfe der Weissenberger-Eichung ein Ausdruck für die kinetische Energie $E_2$ gemäss Gleichung (19) bestimmt. Zusammen mit der ebenfalls gemessenen Geschwindigkeit $v_2$ kann somit aus

$$f \frac{A_2}{2} v_2^2 = (a + a'A_2)X_2 + b + b'A_2 \qquad (21)$$

die sekundäre Masse $A_2$ Ereignis für Ereignis berechnet werden. Es sollte betont werden, dass hierbei nicht auf den Energieverlust im Targetmaterial korrigiert werden muss. Damit ist aber auch - unter Berücksichtigung des Energieverlustes im Target - die kinetische Energie nach Neutronenemission Fragment für Fragment bekannt. Auf diese Weise lassen sich die sekundären Massenverteilungen sowie die mittleren kinetischen Fragmentenergien als Funktion der sekundären Masse ermitteln. In den Abb. 12,13 und 14 sind die Massenverteilungen sowie der Verlauf der kinetischen Fragmentenergie in Abhängigkeit der sekundären Masse für die drei untersuchten Reaktionen dargestellt. In der Darstellung der Massenverteilungen wurde die Ausbeute für die leichte und schwere Frag-

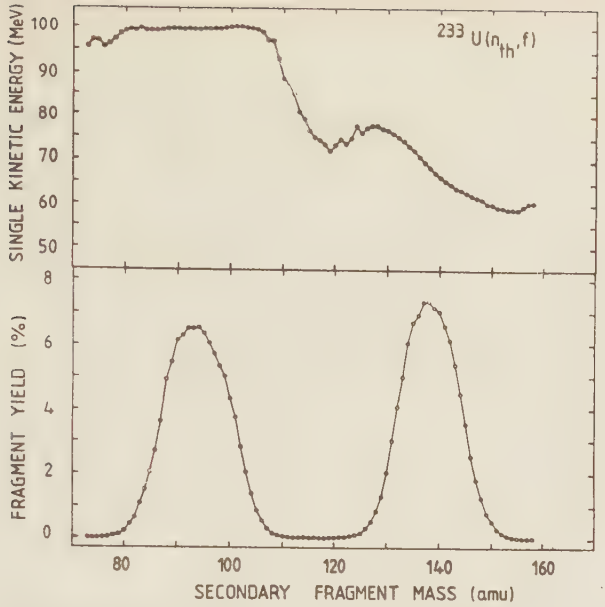



Abb. 12: Mittlere kinetische Energie und Massenausbeute nach Neutronenemission aus (E,v)-Experiment für $^{233}U(n_{th},f)$

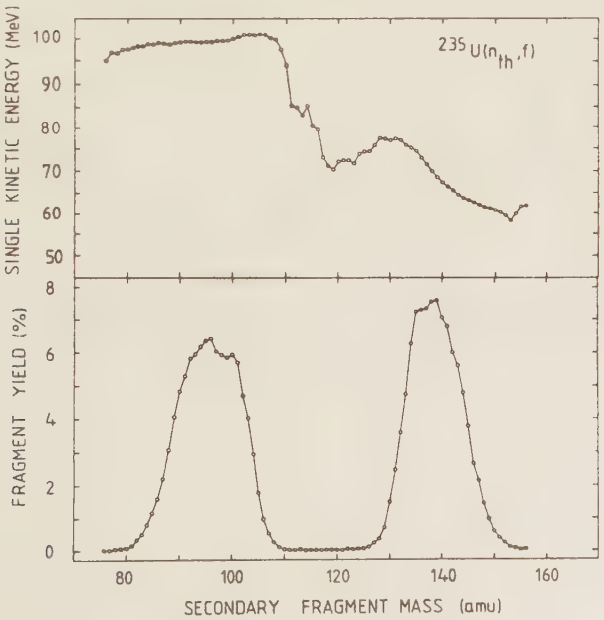



Abb. 13: Mittlere kinetische Energie und Massenausbeute nach Neutronenemission aus (E,v)-Experiment für $^{235}U(n_{th},f)$

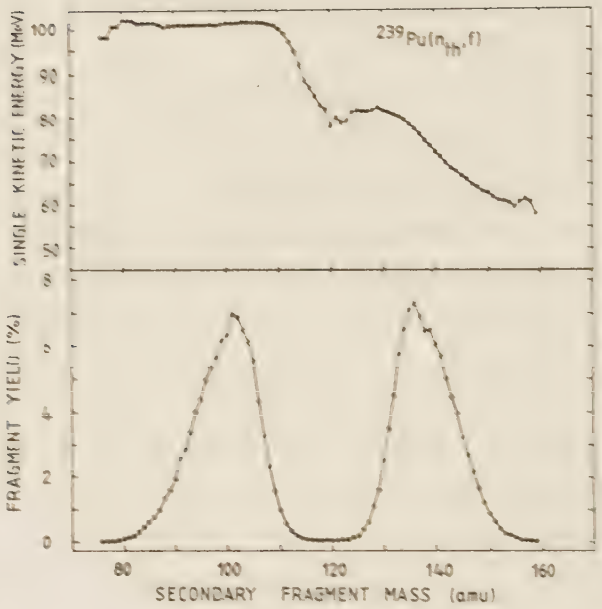



Abb. 14: Mittlere kinetische Energie und Massenausbeute nach Neutronenemission aus (E,v)-Experiment für $^{239}Pu(n_{th},f)$

mentgruppe jeweils auf 100 % normiert. Auffallend für alle drei vermessenen Kerne ist, dass die Verteilung der schweren Fragmentgruppe im Vergleich zu der der leichten schmäler ist. Dies ist auf die unterschiedliche Neutronenemission aus der leichten bzw. schweren Gruppe zurückzuführen. Weiterhin sind Feinstrukturen in den Massenverteilungen angedeutet, die bei $^{235}U$ am deutlichsten hervortreten. Sie stimmen qualitativ überein mit den hoch aufgelösten Feinstrukturen aus radiochemischen Messungen (s. z.B. E.A. Crouch et al. /14/). Der Verlauf der sekundären kinetischen Fragmentenergie ist dem der primären ähnlich: konstante bzw. leicht ansteigende Energie für typische leichte Massen, Abnahme der kinetischen Energie mit Zunahme der schweren Masse. Für äusserst asymmetrisch, aber auch für nahezu symmetrisch spaltende Fragmentationen sind gewisse Unterschiede im Verlauf zu erkennen. Dies ist ein erster Hinweis darauf, dass mit der Energieeichung nach E. Weissenberger zwar Mittelwerte hervorragend genau bestimmt werden können, in den Randgebieten jedoch Diskrepanzen auftreten. Diese Vermutung wird bestätigt, wenn man sich aus den sekundären Massenverteilungen die mittleren leichten bzw. schweren Massen berechnet und mit den radiochemisch bestimmten Werten von K.F. Flynn et al. /15/ z.B. vergleicht (siehe Tabelle 4).

| | $^{233}U$ | | $^{235}U$ | | $^{239}Pu$ | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| | $\overline{A}_L$ (amu) | $\overline{A}_H$ | $\overline{A}_L$ | $\overline{A}_H$ | $\overline{A}_L$ | $\overline{A}_H$ |
| vorliegende Messung | 93,8 | 138,2 | 95,6 | 138,7 | 99,3 | 138,1 |
| radiochemische Werte | 93,3 | 138,2 | 94,9 | 138,6 | 98,9 | 138,1 |

Tabelle 4: Mittlere sekundäre Massen (in amu) für die leichte bzw. schwere Fragmentgruppe der untersuchten Reaktionen

Es fällt auf, dass die mittleren schweren Fragmentmassen ausgezeichnet übereinstimmen. Die mittleren leichten Massen aus der vorliegenden Arbeit hingegen werden im Vergleich zu den verlässlich bekannten Mittelwerten aus der Radiochemie um bis zu 0,7 % überschätzt. Ein ähnliches Verhalten finden K. Paasch et al. /19/, die für $^{252}Cf(sf)$ die primären Fragmentimpulse $p^* = A^* v^*$ einmal direkt, d.h. aus Flugzeitmessungen, und einmal über die Pulshöheninformation unter Zuhilfenahme der Konstanten von E. Weissenberger berechnen. Wie die Untersuchungen von E. Weissenberger gezeigt haben, sind die hier beobachteten Diskrepanzen auf das Individualverhalten der Halbleiterzähler zurückzuführen. Nach dem Schmitt'schen Eichverfahren wird ein Halbleiterzähler durch vier Parameter a, a', b und b' charakterisiert, die über die Messung von nur zwei Grössen $P_L$ und $P_H$ des Referenzspektrums festgelegt werden. Zur Bestimmung der vier Parameter muss daher als Ansatz eingehen, dass Halbleiterdetektoren eines bestimmten Bautyps (z.B. Ohmigkeit) und bei be-

stimmten Betriebsbedingungen (Sperrspannung) sich ähnlich verhalten. Die Mittelwerte der Responsefunktion (19) werden durch $P_L$ und $P_H$ charakterisiert. In Pulshöhenbereichen, die weitab von den mittleren Pulshöhen liegen, können allerdings von Zähler zu Zähler Abweichungen auftreten, die für Spaltfragmente nach den Messungen von E. Weissenberger bis zu $\pm$ 300 keV betragen. Insofern ist also das Eichverfahren für die Bestimmung von Einzelenergien mit einer grundsätzlichen Unsicherheit behaftet. Die in Tabelle 4 aufgetretenen Abweichungen sind mit diesem Befund verträglich.

Im Prinzip wäre es verlockend, aus der Differenz von primärer und sekundärer Masse Ereignis für Ereignis die emittierte Neutronenzahl zu berechnen (vgl. Gleichung (10)). Für eine Reihe von Spaltreaktionen, bei denen aus experimentellen Gründen die Neutronenabdampfung nicht direkt bestimmt werden kann, ist diese Methode auch mit Erfolg angewandt worden. Für Spaltreaktionen wie z.B. die hier untersuchten, für die die Neutronenemission direkt gemessen wurde und damit gut bekannt ist, bringt das obige Verfahren auf Grund der systematischen Unsicherheiten keinen Vorteil. Zuverlässige Werte für die Neutronenabdampfung wären nur zu erwarten, wenn die verwendeten Halbleiterzähler individuell für den vollen Massen- und Energiebereich der Spaltfragmente geeicht werden, und nicht wie hier durch Ankopplung an zwei mittlere Pulslagen $P_L$ und $P_H$ eines Referenzspektrums. Daher wurde in der vorliegenden Arbeit auf die Bestimmung von Neutronenzahlen verzichtet.

## III.6 Fehlerbetrachtung

Für das hier vorgestellte Experiment und vor allem für das Auswerteverfahren ist wesentliche Voraussetzung, dass in beiden Positionen des beweglichen Detektors 2 dieselben vollständigen Gruppen von Fragmentationen erfasst werden. Um dies sicherzustellen, wurde zum einen in das lange Flugrohr ein Blendensystem eingebaut, um in der weiten Position von Detektor 2 keine an der Rohrwand gestreuten Fragmente zu registrieren. Zum andern wurden die Abstände der Detektoren vom Target stark asymmetrisch gewählt, so dass auch Ereignisse, die mehrere Neutronen abgedampft haben und damit von einer kollinearen Flugbahn abweichen, noch nachgewiesen werden können. Diese systematischen Fehlerquellen müssten sich in unterschiedlichen Pulshöhenspektren für nahe und weite Positionen bemerkbar machen. Der Vergleich der gemessenen Spektren zeigt, dass die Fehler eliminiert werden konnten.

### Energieverlust im Target

Der Energieverlust, den die Spaltfragmente beim Durchgang durch das Targetmaterial im Mittel erfahren, stellt bei der angewandten Messmethode die grösste Fehlerquelle dar. Da der Energieverlust nur als mittlerer Verlust der leichten bzw. schweren Fragmentgruppe gemessen werden kann, wurden möglichst dünne Targets verwendet. Der Energieverlust kann als kleine Differenz von grossen Energien für beide Fragmentgruppen nur auf etwa $\pm$ 150 keV genau bestimmt werden. Für die mittlere leichte bzw. schwere Geschwindigkeit resultiert daraus ein relativer Fehler von circa 0,07 bzw. 0,1 %.

Genauigkeit der Längenmessung

Mit Hilfe eines Kathetometers wurde die Differenzflugstrecke zwischen naher und weiter Position von Detektor 2 zu $\Delta s = (94{,}50 \pm 0{,}02)$ cm bestimmt. Weiter wurde bei der Auswertung vorausgesetzt, dass die binären Spaltfragmente parallel zu der Targetdetektorachse auseinanderfliegen. Befindet sich Detektor 2 in der targetfernen Position, so ist dieser Ansatz auf Grund des sehr kleinen Detektorraumwinkels (Winkel des Öffnungskegels $1{,}04^{\circ}$) zu rechtfertigen. Ist der bewegliche Detektor 2 hingegen nahe beim Target positioniert, so sind Abweichungen der Fragmentflugbahnen bis zu $7{,}4^{\circ}$ von der Achse möglich. Die Abweichungen führen zu einer Verlängerung der Flugstrecken der beiden Spaltfragmente. Mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung wurde ein mittlerer Wert für den Abweichungswinkel bestimmt. Daraus resultiert bei den gewählten Detektorabständen im Mittel eine Verlängerung der Flugzeit für typische leichte Fragmente um etwa 0,03 % bzw. um etwa 0,004 % für schwere Fragmente.

Genauigkeit der Zeitmessung

Mit dem von W. Hartmann und A. Oed /9/ entwickelten Time-Calibrator, der auf einem auf $\pm$ 50 ppm stabilibisierten 1 GHz-Oszillator basiert, konnte der Kanalabstand in der Zeit unter Berücksichtigung des statistischen Fehlers bei der Peaklagenbestimmung und der Temperaturdrift der Messelektronik auf etwa 0,03 % genau zu 54,96 ps bestimmt werden.

Statistischer Fehler

Schliesslich muss auch noch der statistische Fehler bei der Ermittlung der Peaklagen für die leichte bzw. schwere Fragmentgruppe berücksichtigt werden. Im ungünstigsten Fall ($^{233}$U-Messung) wurden in den beiden Gruppen jeweils rund 75 000 Ereignisse nachgewiesen, so dass der einfache statistische Fehler bei der Bestimmung der mittleren leichten bzw. schweren Geschwindigkeit relativ höchstens 0,016 bzw. 0.024 % beträgt.

Die Mittelwerte der Geschwindigkeiten für die leichte bzw. schwere Fragmentgruppe konnten somit auf 0,11 bzw. 0,13 % genau bestimmt werden, falls man konservativ annimmt, dass sich die Fehler in den Zeit- und Längenmessungen linear addieren. Daraus resultiert ein Fehler von etwa 0,17 % bei der Bestimmung der totalen kinetischen Energie.

# IV Diskussion

## IV.1 Vergleich ausgewählter mittlerer Fragmenteigenschaften mit anderen Autoren

Hauptziel der vorliegenden Arbeit war - im Zusammenhang mit Vorgängerarbeiten - eine endgültige Klärung der Diskrepanzen, die bei der Bestimmung der mittleren totalen kinetischen Fragmentenergie aufgetreten sind, je nachdem welche Messmethode und/oder welches Energieeichverfahren angewendet worden sind. Dazu werden in den Tabellen 5, 6 und 7 die Mittelwerte verschiedenster Autoren für die hier untersuchten, durch thermische Neutronen induzierte Spaltungsreaktionen verglichen. Auch die von R. Müller et al. /10/ durchgeführte Messung mit 0,5 MeV-Neutronen lässt sich auf Grund der geringen Erhöhung der Neutroneneinschussenergie gut mit den übrigen Experimenten vergleichen.

Für die am häufigsten untersuchte Spaltungsreaktion $^{235}U(n_{th},f)$ liegen neben einer Vielzahl von Ergebnissen aus Doppelenergiemessungen auch einige aus Doppelgeschwindigkeitsexperimenten bzw. einer Kombination der beiden Messmethoden vor. Für die Reaktionen $^{233}U(n_{th},f)$ und $^{239}Pu(n_{th},f)$ hingegen stehen an neueren Geschwindigkeitsdaten nur die aus dem 2v-Experiment von Milton und Fraser /20/ aus dem Jahre 1962 zum Vergleich zur Verfügung. Hierbei fällt auf, dass die mittleren Fragmentgeschwindigkeiten der leichten bzw. schweren Gruppe verglichen mit allen in dieser Arbeit gemessenen Reaktionen von Milton und Fraser systematisch um bis zu fast 1 % bzw. 2 % unterschätzt werden. Dies dürfte seine Ursache u.a. darin

| AUTOR | Messmethode | $\overline{TKE}^{*}$ (MeV) | $\overline{E_L}^{*}$ (MeV) | $\overline{m_L}^{*}$ (amu) | $\overline{v_L}$ (cm/ns) | $\overline{v_H}$ (cm/ns) | $\sigma(v_L)$ (cm/ns) | $\sigma(v_H)$ (cm/ns) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Milton /20/ | 2v | 168,3 | 99,8 | 96,08 | 1,409 | 0,966 | 0,062 | 0,071 |
| Hering / 4/ | 2E, 1v | 170,59 | 100,79 | 96,36 | 1,4223 | 0,9824 | 0,0522 | 0,0691 |
| Müller /10/ | 2E, 2v | 170,40 | | 96,44 | 1,4201 | 0,9813 | 0,0518 | 0,0698 |
| Diese Arbeit | 2E, 1v | 170,36 | 100,59 | 96,45 | 1,4203 | 0,9826 | 0,0522 | 0,0688 |
| Fares /21/ | 1E, 1v | 172,13 | 101,70 | | 1,426 | 0,988 | Schmitt-$^{235}$U-Eichung | |
| Schmitt /22/ | 2E | 171,9 | 101,56 | 96,57 | Schmitt - $^{235}$U - Eichung | | | |
| Kaufman /23/ | 2E | 172,7 | 102,o | 96,5 | Eigene Energieeichung | | | |
| Unik /24/ | 2E | 171,8 | 101,4 | 96,5 | Schmitt - $^{235}$U - Eichung | | | |
| Asghar /25/ | 2E | 173,1 | | 97,2 | Schmitt - $^{235}$U - Eichung | | | |

Tabelle 5: Mittelwerte verschiedener primärer Fragmentgrössen für die Reaktion $^{235}U(n_{th},f)$

| AUTOR | Messmethode | $\overline{TKE}^{*}$ (MeV) | $\overline{E_L}^{*}$ (MeV) | $\overline{m_L}^{*}$ (amu) | $\overline{v_L}$ (cm/ns) | $\overline{v_H}$ (cm/ns) | $\sigma(v_L)$ (cm/ns) | $\sigma(v_H)$ (cm/ns) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Milton /2o/ | 2v | 167,6 | 99,9 | 94,57 | 1,422 | 0,963 | 0,068 | 0,070 |
| Diese Arbeit | 2E, 1v | 169,98 | 100,90 | 94,91 | 1,4342 | 0,9793 | 0,057 | 0,068 |
| Bennett /26/ | 2E | 171,2 | 101,7 | 94,8 | Schmitt - $^{235}U$ - Eichung | | | |
| Pleasonton /13/ | 2E | 172,0 | 101,9 | 95,2 | eigene $^{233}U$-Eichung aus Schmitt-$^{235}U$-Konstanten | | | |
| Reisdorf /27/ | 2E | 172,1 | | 95,0 | Pleasonton - $^{233}U$ - Eichung | | | |
| Asghar /28/ | 2E | 172,3 | | 95,57 | Schmitt - $^{235}U$ - Eichung | | | |

Tabelle 6: Mittelwerte verschiedener primärer Fragmentgrössen für die Reaktion $^{233}U(n_{th},f)$

| AUTOR | Messmethode | $\overline{TKE}^{*}$ (MeV) | $\overline{E_L}^{*}$ (MeV) | $\overline{m_L}^{*}$ (amu) | $\overline{v_L}$ (cm/ns) | $\overline{v_H}$ (cm/ns) | $\sigma(v_L)$ (cm/ns) | $\sigma(v_H)$ (cm/ns) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Milton /20/ | 2v | 175,0 | 101,8 | 100,47 | 1,392 | 1,001 | 0,068 | 0,076 |
| Diese Arbeit | 2E, 1v | 177,88 | 103,02 | 100,85 | 1,4063 | 1,0192 | 0,0591 | 0,0751 |
| Neiler /12/ | 2E | 177,7 | 103,2 | 100,34 | eigene $^{239}$Pu-Eichung aus Schmitt-$^{235}$U-Konstanten | | | |
| Bennett /26/ | 2E | 179,3 | 104,0 | 100,6 | Schmitt - $^{235}$U - Eichung | | | |
| Reisdorf /27/ | 2E | 177,1 | | 100,4 | Neiler - $^{239}$Pu - Eichung | | | |
| Asghar /29/ | 2E | 177,9 | | 100,6 | Neiler - $^{239}$Pu - Eichung | | | |
| Asghar /30/ | 2E | 179,9 | | 101,5 | Schmitt - $\frac{235}{2}$U - Eichung | | | |
| Wagemans /31/ | 2E | 178,1 | 104,33 | 100,44 | Neiler - $^{239}$Pu - Eichung | | | |
| Thierens /32/ | 2E | 177,7 | | 100,33 | Neiler - $^{239}$Pu - Eichung | | | |

Tabelle 7: Mittelwerte verschiedener primärer Fragmentgrössen für die Reaktion $^{239}$Pu(n$_{th}$,f)

haben, dass bei deren Experiment auch an den Rohrwänden gestreute Fragmente noch in die beiden Detektoren gelangen konnten und somit kleinere mittlere Fragmentgeschwindigkeiten vorgetäuscht haben. Daraus resultieren auch um bis zu 3 MeV geringere Werte für die im Mittel freigesetzten totalen kinetischen Energien: Die Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Vorgängerarbeit von B. Hering /4/, aber auch der gerade abgeschlossenen (2v)-Messung von R. Müller et al./10/ hingegegen ist bemerkenswert. Dies ist mit ein Indiz dafür, dass die in dieser Arbeit gefundenen Mittelwerte für die primären kinetischen Energien, Massen und Geschwindigkeiten als gesichert angesehen werden können. Dies wird noch untermauert durch die Tatsache, dass für die drei studierten Reaktionen das Verhältnis der gemessenen mittleren Fragmentgeschwindigkeiten bestens mit dem reziproken Verhältnis der mittleren primären Massen als Summe radiochemisch bestimmter sekundärer Massen plus direkt gemessener Neutronenzahlen übereinstimmt, wie es Gleichung (10)

$$R = \frac{v_1^*}{v_2^*} = \frac{A_2^*}{A_1^*}$$

für das Einzelereignis auf Grund des Impulserhaltungssatzes verlangt. Somit können die hier bestimmten mittleren Fragmentgeschwindigkeiten nur noch einen Fehler in Form eines konstanten Faktors enthalten. Wegen der leichten Überschaubarkeit der Messmethode und der vergleichsweise kleinen Energieverlustkorrektur kann dies aber nahezu ausgeschlossen werden. Y. Fares und M.L. Muga /21/ erhalten vergleichsweise etwas zu hohe Geschwindigkeiten und damit auch kinetische Fragment-

energien, da sie in ihrem (1E, 1v)-Experiment zur Auswertung die Schmitt-$^{235}$U-Eichgleichung herangezogen haben.

Weiter fällt bei dem Vergleich der mittleren totalen kinetischen Energie zunächst auf, dass die verschiedenen benützten Eichkonstantensätze, die aus den Schmitt'schen $^{235}$U-Daten abgeleitet worden sind, nicht miteinander kompatibel sind. Besonders deutlich wird dies an der durch thermische Neutronen induzierten Spaltung von $^{239}$Pu, für die dieselben Autoren M. Asghar et al. einmal einen Wert von 177,9 MeV /29/ und einmal von 179,9 MeV /30/ für die im Mittel frei werdende gesamte kinetische Energie finden, abhängig davon, ob sie ihre Detektoren mit den Konstanten von Neiler oder denen von Schmitt geeicht haben. Ähnliche Diskrepanzen wurden auch in dieser Arbeit für die Schmitt'schen $^{235}$U-Konstanten im Vergleich zu den $^{252}$Cf-Konstanten gefunden. Weiter geht aus den drei Tabellen 5, 6 und 7 hervor, dass in den zitierten Geschwindigkeitsmessungen stets kleinere mittlere Gesamtenergien gemessen wurden als in den Doppelenergieexperimenten, die sich auf eine Energieeichung von Schmitt oder davon abgeleitet berufen. Aber auch das von S.B. Kaufman et al. /23/ vorgeschlagene Energieeichverfahren für schwere Ionen, das auf Vergleichsmessungen mit Alpha-Teilchen bekannter Energien beruht und den Pulshöhendefekt der einfallenden Teilchen im wesentlichen auf Kernstösse zurückführt, liefert im Vergleich zu den eigenen Geschwindigkeitsmessungen eine um etwa 2,5 MeV zu grosse Gesamtenergie. Verwendet man hingegen den von E. Weissenberger gefundenen Eichkonstantensatz zusammen mit der Eichreaktion $^{252}$Cf(sf) (siehe III.4),

so verschwinden die Diskrepanzen zwischen den Werten der kinetischen Energien, die entweder auf Eichungen der Geschwindigkeit oder Eichungen von Energien beruhen, im Mittel.

## IV.2 Exemplarischer Vergleich der primären Massenverteilungen mit einem Szissionspunktmodell an ausgesuchten Massenpeaks

Zwar gibt es bis heute noch keine allgemein akzptierte Theorie der Kernspaltung, aber es existieren doch mehrere Spaltungsmodelle, mit denen wesentliche experimentelle Sachverhalte verstanden werden können. Mit dem Tröpfchenmodell können grundsätzliche Probleme der Spaltung beschrieben werden, wie etwa der grobe Verlauf der potentiellen Energien mit zunehmender Compoundkerndeformation (einhöckrige Spaltbarriere), nicht aber die bevorzugt asymmetrische Spaltung der hier untersuchten Aktiniden. Es wurde schon sehr früh argumentiert (etwa H. Faissner und K. Wildermuth /33/), dass Schaleneffekte in den Fragmenten für die Massenasymmetrie verantwortlich sind. Von V.M. Strutinsky /34/ wurden erstmals Rechnungen durchgeführt, bei denen deformationsabhängige Schalenkorrekturen im Tröpfchenmodell berücksichtigt wurden. Ein wichtiges Resultat der Rechnungen ist die zweihöckrige Form der Potentialbarriere für den spaltenden Compoundkern. Das von B.D. Wilkins et al. /35/ vorgeschlagene Szissionspunktmodell hat die Vorstellung deformierter Schaleneffekte systematisch ausgebaut. Da es bis heute die beste Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment liefert, soll es an dieser Stelle kurz beschrieben werden.

Die Konfiguration am Szissionspunkt wird durch zwei koaxiale Rotationsellipsoide mit Quadrupoldeformationen (charakteri-

siert durch den Deformationsparameter $\beta_i$) beschrieben, deren Kuppen einen Abstand d voneinander besitzen. Die Szissionspunktkonfiguration wird weiter durch zwei Temperaturen $T_{coll}$ und $T_{int}$ für die kollektiven und die internen Freiheitsgrade charakterisiert. Die gesamte potentielle Energie der Konfiguration am Szissionspunkt $V_{Sci}$ ist die Summe aus Tröpfchenmodelltermen $V_{LD_i}$ (für die kollektiven Freiheitsgrade), Schalenkorrekturtermen $S_i$ und Paarungskorrekturen $P_i$ (für die Einteilchenfreiheitsgrade) für die beiden Ellipsoide sowie einem Coulomb-$V_c$ und Kernpotentialanteil $V_n$, das die Wechselwirkung zwischen den beiden Fragmenten beschreibt:

$$V_{Sci}\,(N_i,\, Z_i,\, \beta_i,\, T_{int},\, d) = V_{LD_i} + S_i + P_i + V_c + V_n$$

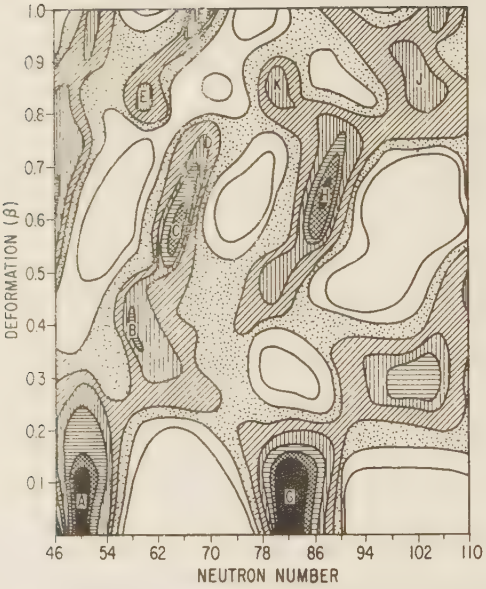
$$i = 1,\, 2 \qquad (22),$$

wenn mit $N_i$ bzw. $Z_i$ die Anzahl der Neutronen bzw. Protonen der komplementären Fragmente 1 und 2 bezeichnet werden. Unter der Voraussetzung eines statistischen Gleichgewichts zwischen den kollektiven Freiheitsgraden nahe am Szissionspunkt ist die Wahrscheinlichkeit für die Bildung irgendeines Fragmentpaares gegeben durch

$$P(N_i,\, Z_i,\, T_{int},\, d) = \int_{\beta_1=0}^{\beta_{max}} \int_{\beta_2=0}^{\beta_{max}} \exp\left[\frac{-V(N_i, Z_i,\, \beta_i,\, T_{int}, d)}{T_{coll}}\right] d\beta_1 d\beta_2 \qquad (23)$$

Numerische Berechnungen für Gleichung (23) von Wilkins et al. zeigen, dass Schalenkorrekturen für Neutronen einen entscheidenden Einfluss auf die Massenausbeute ausüben. Hingegen gehen Schalenkorrekturen für Protonen, aber auch

Paarungskorrekturen für Neutronen und Protonen nicht so stark ein. Die von Wilkins et al. berechneten Schalenkorrekturen sind in den Abb. 15 a und 15 b in Abhängigkeit von der Deformation und der Neutronen- bzw. Protonenzahl dargestellt. Man erkennt deutlich die magischen Neutronenzahlen N = 50 (Gebiet A) und N = 82 (G) sowie die magische Protonenzahl Z = 50 (G') für sehr kleine Deformationen, d.h. die Fragmente haben nahezu kugelförmige Gestalt. Neben diesen Schalenminima findet man aber auch sog. deformierte Schalen wie zum Beispiel B, C, H und B', C'. In den Abb. 16 bzw. Abb. 17 sind die primären Massenverteilungen bzw. die totalen kinetischen Energien als Funktion der schweren Masse nochmals für alle in der vorliegenden Arbeit untersuchten Reaktionen vergleichend dargestellt. Die bevorzugte Spaltung in zwei verschieden schwere Bruchstücke für $^{233}U$, $^{235}U$ und $^{239}Pu$ ist auf Grund des Neutronenschalenkorrekturterms sofort verständlich. Die Schalenkorrektur sagt nämlich kein Minimum für symmetrische Massenaufspaltung mit N = 71; 72 bis N = 74; 75 voraus. Für asymmetrisch gespaltene Fragmentpaare hingegen existieren Minima in der Neutronenschalenkorrektur entweder in den Gebieten F und G oder in den Gebieten H und C'. Da der Tröpfchenmodellterm $V_{LD}$ aber Deformationen in der Umgebung von $\beta = 0{,}6$ begünstigt, sind Aufteilungen in die Gebiete H mit $N \approx 88$ und C mit $N \approx 65$ energetisch bevorzugt. Dies ist auch der Grund dafür, dass doppelt magische Fragmente (N=82, Z=50) aus den Schalenminima bei G und G' mit $A \approx 132$ bei den durch thermische Neutronen induzierten Spaltungen der untersuchten Aktiniden nicht stark dominieren.



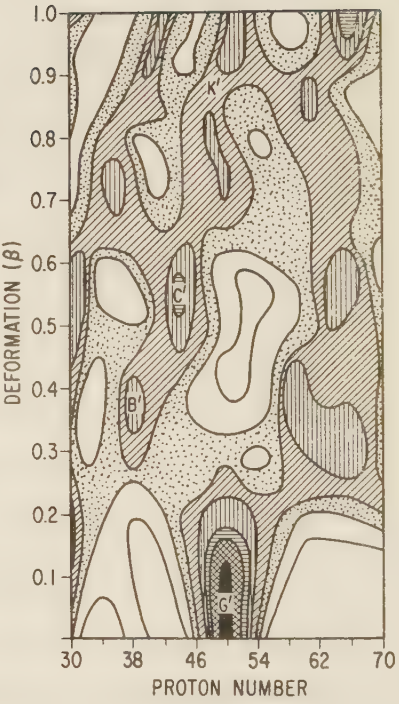




Abb. 15a:

Neutronenschalenkorrektur als Funktion der Deformation und der Neutronenzahl.Die Höhenlinien sind im Abstand von 1 MeV eingezeichnet.Die schwarzen Gebiete enthalten alle Werte $< -4$ MeV und die inneren weißen alle Werte $> +2$ MeV

Abb. 15b:

Protonenschalenkorrektur als Funktion der Deformation und der Protonenzahl, sonst wie Abb. 15a

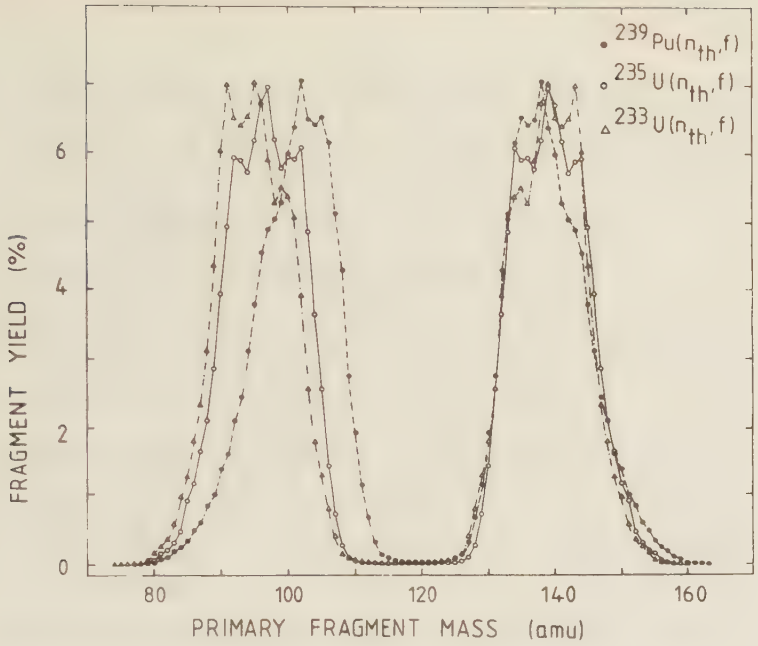



Abb. 16: Vergleich der gemessenen primären Massenverteilungen der vermessenen Aktiniden

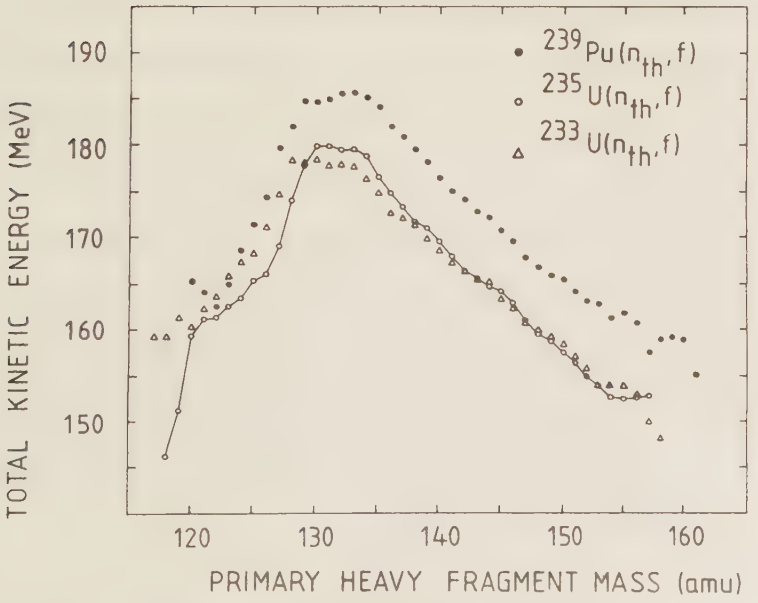



Abb. 17 Vergleich der primären totalen kinetischen Energien der untersuchten Aktiniden

Das auffallendste Merkmal der beobachteten Massenverteilungen ist aber die nahezu konstante Position des schweren Massenpeaks sowie das Ansteigen des leichten Massenpeaks mit Zunahme der Compoundkernmasse. Dem Neutronenschalenkorrekturbild (Abb. 15a) kann man entnehmen, dass die ansteigende Flanke des schweren Massenpeaks durch die kugelförmige Neutronenschale mit N=82 und $\beta \approx 0{,}05$ und die abfallende Flanke durch die deformierte Neutronenschale mit $N \approx 88$ und $\beta \approx 0{,}65$ festgehalten werden. Für das dazugehörige leichte Spaltfragment dagegen findet man Deformationen, die entlang des Neutronenkanals B-C-D liegen, und somit eine Anpassung der leichten Masse an die grösser werdende Compoundkernmasse erlauben. So können auch die Feinstrukturen in den primären Massenverteilungen an Hand dieses Modells qualitativ verstanden werden. So ist z.B. für die Feinstruktur bei der Masse 134 bei der Spaltung von $^{235}U$ neben der Protonenpaarung die sphärische Neutronenschale mit N = 82 für das schwere Fragment (A = 134) und die deformierte Schale bei N = 62 für das leichte Fragment (A = 102) verantwortlich. Die Dominanz der Masse 135 bei $^{239}Pu(n_{th},f)$ hingegen kann mit der nahezu kugelförmigen Neutronenschale mit N = 84 und der deformierten Schale mit N = 62 für das komplementäre leichte Fragment A = 105 erklärt werden. Es sollte noch erwähnt werden, dass in dem Szissionspunktmodell der Anteil symmetrischer Spaltungen überschätzt wird, d.h. die P/V-Verhältnisse verglichen mit den experimentellen Daten zu klein sind. Dies gilt auch für die berechneten Varianzen der Massenverteilungen.

Im Szissionspunktmodell von Wilkins et al. wird auch der Verlauf der primären totalen kinetischen Fragmentenergie, die im wesentlichen von der abstossenden Coulombkraft der gleichnamigen Fragmente herrührt, mit zunehmender schwerer Fragmentmasse qualitativ wiedergegeben. Wie oben schon erwähnt, üben im Bereich symmetrischer Spaltungen für die untersuchten Reaktionen Schaleneffekte keinen Einfluss aus. Der Tröpfchenmodellterm ergibt für symmetrische Massenaufteilungen vergleichsweise grosse Deformationsparameter ($\beta_1 \approx \beta_2 \approx 0{,}65$). Da die Summe $\beta = \beta_1 + \beta_2$ der Deformationsparameter aber den Abstand d der Ladungsschwerpunkte der beiden Fragmente bestimmt, erhält man eine vergleichsweise kleine kinetische Gesamtenergie in Übereinstimmung mit dem Experiment. Nimmt nun die Asymmetrie in der Massenaufteilung zu, so gelangt man auf Grund des Einflusses der Schaleneffekte in den Bereich G mit kugelförmiger Schale ($\beta_1 \approx 0$), während das komplementäre Fragment in den Minima E und F mit deformierten Schalen ($\beta_2 \approx 1{,}0$) liegt. Also wird die totale Deformation $\beta = \beta_1 + \beta_2 \approx 1{,}0$ kleiner und die totale kinetische Energie damit grösser. Wird die Massenasymmetrie noch grösser, so bewegt sich das schwere Fragment auf das Minima H mit $\beta_2 \approx 0{,}65$ zu, das komplementäre Bruchstück wandert von C' über B in Richtung A. Somit nimmt die Summe der Deformationsparameter für zusammengehörige Spaltfragmente wieder zu und die totale kinetische Energie daher wieder ab.

## V. Zusammenfassung

Mit dem in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Mess- und Auswerteverfahren, das im Prinzip eine Geschwindigkeitsmessung darstellt, konnten sehr genaue und verlässliche Mittelwerte für verschiedene primäre Fragmenteigenschaften für die durch thermische Neutronen induzierten Spaltungen von $^{233}U$, $^{235}U$ und $^{239}Pu$ bestimmt werden. Insbesondere der für die im Mittel freigesetzte totale kinetische Fragmentenergie bei der Spaltung von $^{235}U$ gefundene Wert stimmt ausgezeichnet mit neueren Resultaten aus der Tübinger Arbeitsgruppe überein.

Die bisher beobachteten Diskrepanzen zwischen den Energiemittelwerten verschiedener Spaltreaktionen aus Energiemessungen einerseits, die sich auf eine Eichung der Detektoren nach Schmitt oder Nachfolgern berufen, und Geschwindigkeitsmessungen andererseits wurden auch in der vorgestellten Arbeit beobachtet. Die Überschätzung der kinetischen Fragmentenergien bei Verwendung von nach Schmitt geeichten Detektoren entfällt aber, wenn eine Energieeichung mit dem von E. Weissenberger ermittelten Konstantensatz durchgeführt wird. Es sollte festgehalten werden, dass alle neueren Messungen übereinstimmend bis zu 2 MeV niedrigere Werte für die totale kinetische Fragmentenergie ergeben als die bislang akzeptierten Literaturwerte.

Die angewandte Methode gestattet neben der erwähnten präzisen Mittelwertbestimmung aber auch die Berechnung der Verteilungen der primären Fragmentmassen sowie der kine-

tischen Energien als Funktion der primären Masse. Auf Grund der hohen Massen- und Energieauflösung der Messapparatur findet man in den Verteilungen Feinstrukturen mit einer Periodizität von etwa fünf Massen, die auf den Paarungseffekt (e,o-Effekt) in den Protonenzahlen der Fragmente zurückzuführen ist. Die Strukturen der primären Massenverteilungen können qualitativ im Rahmen eines Szissionspunktmodells von B.D. Wilkins et al. erklärt werden.

Herrn Prof. Dr. F. Gönnenwein danke ich für seine Unterstützung während der Arbeit, Anregungen und wertvolle Ratschläge insbesondere bei der Interpretation der Ergebnisse. Herrn Dr. A. Oed bin ich für eine Vielzahl experimenteller Kniffe zu besonderem Dank verpflichtet. Den Herren Dipl.Phys. E. Weissenberger und A. Grammer habe ich für ihre Unterstützung bei der Planung der Messungen zu danken. Diese Arbeit wurde am Institut Laue-Langevin in Grenoble durchgeführt und finanziell vom Bundesministerium für Forschung und Technologie unterstützt.

## Literaturverzeichnis


/ 1/ H.W. Schmitt, W.E. Kiker, C.W. Williams
Phys. Rev. B 137 (1965) 837

/ 2/ H.W. Schmitt, W.M. Gibson, J.H. Neiler, F.J. Walter, T.D. Thomas
Proc. 1st IAEA Symp. Phys. Chem. Fiss., Salzburg (1965) vol. 1, p. 531

/ 3/ H. Henschel, A. Kohnle, H. Hipp, F. Gönnenwein
NIM 190 (1981) 125

/ 4/ B. Hering
Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Tübingen (1979)

/ 5/ E. Weissenberger
Dissertation, Fachbereich Physik der Universität Tübingen (1984)

/ 6/ A. Gavron, Z. Fraenkel
Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 1148

/ 7/ J. Terrell
Phys. Rev. 127 (1962) 880

/ 8/ H.W. Schmitt, F. Pleasonton
NIM 40 (1966) 204

/ 9/ W. Hartmann, A. Oed
NIM 167 (1979) 205

/10/ R. Müller, A.A. Naqui, F. Käppeler, F. Dickmann
Phys. Rev. C 29 (1984) 885

/11/ H.W. Schmitt, R.W. Lide, F. Pleasonton
NIM 63 (1968) 237

/12/ J.N. Neiler, F.J. Walter, H.W. Schmitt
Phys. Rev. 149 (1966) 894

/13/ F. Pleasonton
Phys. Rev. 174 (1968) 1500

/14/ E.A. Crouch
Atomic Data and Nuclear Data Tables 19 (1977) 419

/15/ K.F. Flynn, E.P. Horwitz, C.A.A. Bloomquist, R.F. Barnes, R.K. Sjobolm, P.R. Fields, L.E. Glendenin
Phys. Rev. C 5 (1972) 1725

/16/ R.W. Waldo, L.A. Karam, R.A. Meyer
Phys. Rev. C 23 (1981) 1113

/17/ E.E. Maslin, A.L.Rodgers, W.G.F. Core
Phys. Rev. 164 (1967) 1520

/18/ V.F. Apalin, Y.N. Gritsyuk, I.E. Kutikov, V.I. Lebedev L.A. Mikaelian
Nucl. Phys. 71 (1965) 553

/19/ K. Paasch, H. Krause, W. Scobel
eingereicht bei NIM

/20/ J.C.D. Milton, J.S. Fraser
Can. J. Phys. 40 (1962) 1626

/21/ Y. Fares, M.L. Muga
NIM 193 (1982) 513

/22/ H.W. Schmitt, J.H. Neiler, F.J. Walter
Phys. Rev. 141 (1966) 1146

/23/ S.B. Kaufman, E.P. Steinberg, B.D. Wilkins, J. Unik,
A.J. Gorski
NIM 115 (1974) 47

/24/ J.P. Unik, J.E. Grindler, L.E. Glendenin, K.F. Flynn,
A. Gorski, R.K. Sjoblom
Proc. 3rd IAEA Symp. Chem. Fission, Rochester (1973)
vol. 2, p. 19

/25/ M. Asghar, P. D'hondt, C. Guet, P. Perrin, C. Wagemans
Nucl. Phys. A 292 (1977) 225

/26/ M.J. Bennett, W.E. Stein
Phys. Rev. 156 (1967) 1277

/27/ W. Reisdorf, J.P. Unik, H.C. Griffin, L.E. Glendenin
Nucl. Phys. A 177 (1971) 337

/28/ M. Asghar, F. Caitucoli, B. Leroux, P. Perrin,
G. Barreau
Nucl. Phys. A 368 (1981) 328

/29/ M. Asghar, F. Caitucoli, P. Perrin, C. Wagemans
Nucl. Phys. A 311 (1978) 205

/30/ M. Asghar, F. Caitucoli, B. Leroux, M. Maurel, P. Perrin,
G. Barreau
Nucl. Phys. A 368 (1981) 319

/31/ C.M.C. Wagemans, G. Wegener-Penning, H. Weigmann,
R. Barthelemy
Proc. 4th IAEA Symp. Chem. Fission, Jülich (1979)
vol. 2, p. 143

/32/ H. Thierens, A. De Clerq, E. Jacobs, D. De Frenne,
P. D'hondth, P. De Gelder, A.J. Deruytter
Phys. Rev. C 23 (1981) 2104

/33/ H. Faissner, K. Wildermuth
Phys. Lett. 2 (1962) 212 und
Nucl. Phys. 58 (1964) 177

/34/ V.M. Strutinsky
Nucl. Phys. A 95 (1967) 420 und
Nucl. Phys. A 122 (1968) 1

/35/ B.D. Wilkins, E.P. Steinberg, R.R. Chasman
Phys. Rev. C 14 (1976) 1832

## LEBENSLAUF

Peter Wilhelm Heinrich Geltenbort, geboren am 1. Juli 1953 in Nagold als Sohn des Oberlehrers Gottfried Geltenbort und der Maria Geltenbort, geborene Renschler, verstorben am 22. September 1966. Die Grundschule besuchte ich in Unterjettingen, das Gymnasium in Nagold, wo ich im Juni 1972 die Reifeprüfung ablegte. Zum Wintersemester 1972/73 nahm ich das Studium der Physik und der Mathematik an der Universität Tübingen auf. Die Zwischenprüfungen schloss ich im Oktober 1974 ab. Das Staatsexamen legte ich im Januar 1979 ab. Von Februar 1979 bis November 1983 arbeitete ich unter Anleitung von Prof. Dr. F. Gönnenwein an meiner Dissertation über das Thema "Fragmentgeschwindigkeiten, Energien und Massen für die durch thermische Neutronen induzierte Spaltung von $^{233}$Uran, $^{235}$Uran und $^{239}$Plutonium".

Seit Beginn meiner Doktorarbeit war ich als wissenschaftliche Hilfskraft, ab April 1979 als Wissenschaftlicher Angestellter am Physikalischen Institut der Universität Tübingen beschäftigt. Die Arbeit an der Dissertation wurde durch wiederholte mehrmonatige Forschungsaufenthalte am Institut Laue-Langevin in Grenoble, Frankreich, unterbrochen.

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren und Dozenten: Baumann, Breitling, Betsch, Elwert, Fässler, Gaukler, Gönnenwein, Grölz, Hartmann, Jacobson, Kaup, Krüger, Lenz, Locher, Lutz, Mack, Mauder, Mertens, Möllenstedt, Mühleisen, Schief, E. Schmid, P. Schmid, Speidel, Staudt, Wahl, Wielandt, Wittern.